

**ТРУДЫ
РФЯЦ-ВНИИЭФ**

21

Часть 1

2016

**ФГУП
"РОССИЙСКИЙ ФЕДЕРАЛЬНЫЙ ЯДЕРНЫЙ ЦЕНТР —
ВСЕРОССИЙСКИЙ НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ИНСТИТУТ
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ ФИЗИКИ"**

**ТРУДЫ
РФЯЦ-ВНИИЭФ**

Научно-исследовательское издание

ВЫПУСК 21

Саров

2016

УДК 539.1(06)
ББК 22.38
Т78

Т78 **Труды РФЯЦ-ВНИИЭФ.** Научно-исследовательское издание. Вып. 21.
В 2-х частях. – Саров: ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», 2016.
ISBN 978-5-9515-0334-3
Часть 1: Труды РФЯЦ-ВНИИЭФ. – 2016. – 317 с.: ил.
ISBN 978-5-9515-0336-7

В сборнике «Труды РФЯЦ-ВНИИЭФ» опубликованы результаты научных исследований, а также методических и проектно-конструкторских разработок в области прикладных задач теоретической физики, математического моделирования физических процессов, ядерной физики, физики ядерных реакторов, исследований по термоядерному синтезу, электрофизики, физики ускорителей, приборов и техники эксперимента, физики лазеров, гидродинамики, реологии, материаловедения, средств защиты от несанкционированных действий, электроники, радиотехники, оптоэлектроники.

Главный редактор: академик РАН Р. И. Илькаев

Редакционный совет выпуска: академик В. П. Незнамов, академик РАН Ю. А. Трутнев, д-р физ.-мат. наук А. Н. Сизов, Е. В. Куличкова, д-р физ.-мат. наук С. Н. Абрамович, д-р техн. наук А. И. Астайкин, д-р техн. наук Н. А. Билык, д-р техн. наук Ю. Н. Бухарев, д-р физ.-мат. наук А. Е. Дубинов, канд. техн. наук М. В. Каминский, канд. техн. наук А. И. Коршунов, д-р физ.-мат. наук Г. Г. Кочемасов, канд. физ.-мат. наук С. В. Маврин, д-р физ.-мат. наук Б. А. Надькто, д-р физ.-мат. наук В. А. Раевский, канд. физ.-мат. наук В. Г. Куделькин, д-р техн. наук Ю. И. Файков, канд. физ.-мат. наук В. В. Хижняков, д-р техн. наук П. Ф. Шульженко, Ю. М. Якимов

ISBN 978-5-9515-0336-7 (ч. 1)
ISBN 978-5-9515-0334-3

© ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», 2016

ТРУДЫ РФЯЦ-ВНИИЭФ

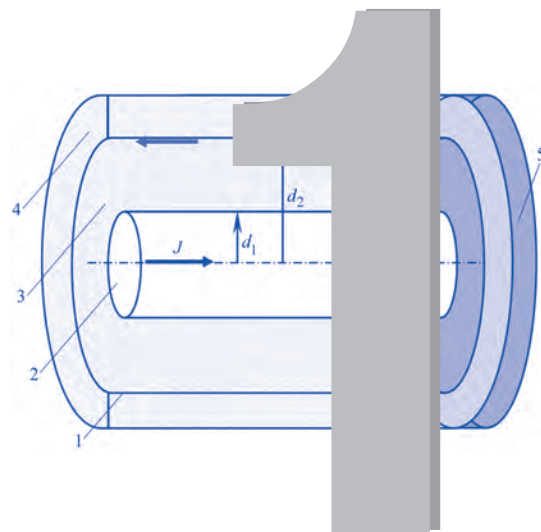
ВЫПУСК 21

Часть 1

СОДЕРЖАНИЕ

<i>О единственности дираковской теории в искривленном и плоском пространстве-времени</i>	<i>6</i>
<i>Кинетическая модель откольного разрушения материалов в условиях высокоинтенсивного ударно-волнового воздействия</i>	<i>16</i>
<i>Высокие плотности энергии и магнитное обжатие.....</i>	<i>24</i>

РАЗДЕЛ



ПРИКЛАДНЫЕ ЗАДАЧИ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

УДК 530.145.7; 514.764.2

О единственности дираковской теории в искривленном и плоском пространстве-времени

М. В. Горбатенко, В. П. Незнамов

На примерах иллюстрируется единственность физических предсказаний дираковской теории в искривленном и плоском пространстве-времени. Дираковские гамильтонианы в произвольных гравитационных полях, в том числе зависящих от времени, однозначно определяют физические характеристики квантово-механических систем независимо от выбора системы тетрадных векторов.

Прямая связь спин – вращение, появляющаяся при определенном выборе тетрадных векторов, не проявляет себя в конечных физических характеристиках рассматриваемых систем и поэтому не является физически значимым эффектом.

В работах [1–3] с помощью методов псевдоэрмитовой квантовой механики [4–6] для произвольных гравитационных полей, в том числе зависящих от времени, авторы разработали алгоритм перевода любого дираковского гамильтониана в искривленном пространстве-времени с произвольным выбором тетрадных векторов в η -представление, в котором гамильтониан превращается в самосопряженный, а скалярное произведение волновых функций становится плоским. При выборе для одной и той же физической системы разных тетрадных векторов в η -представлении могут получаться разные по виду самосопряженные гамильтонианы. Однако они всегда будут связаны унитарными преобразованиями, обязанными пространственно-временным вращениям матриц Дирака. Очевидно, такие гамильтонианы являются физически эквивалентными. Выбор тетрадных векторов для исследователя диктуется соображениями удобства. Можно работать с дираковскими гамильтонианами в искривленном пространстве-времени, используя в скалярном произведении волновых функций весовой оператор Паркера [7], либо работать в η -представлении с плоским скалярным произведением, используя обычный аппарат квантовой механики. При этом для обоих случаев физические характеристики рассматриваемых систем остаются идентичными.

Эти выводы согласуются с результатами прежних исследований [8, 9] о независимости физических характеристик дираковской теории от выбора тетрадных векторов.

Для иллюстрации сказанного выше приведем некоторые примеры. (Далее используется система единиц $\hbar = c = G = 1$, где \hbar – постоянная Планка, c – скорость света, G – гравитационная постоянная.) Для первых трех примеров используется сигнатура*

$$\eta_{\alpha\beta} = \text{diag}[-1, 1, 1, 1]. \quad (1)$$

Локальные индексы подчеркиваются, мировые индексы не подчеркиваются. Отсюда для γ -матриц Дирака

© Annalen der Physik (Berlin). 2014. Vol. 526, N 3–4. P. 195–200 [doi:10.1002/andp.201300218].

* Греческие буквы принимают значения 0, 1, 2, 3, а латинские – 1, 2, 3.

$$\gamma^\alpha \gamma^\beta + \gamma^\beta \gamma^\alpha = 2\eta^{\alpha\beta} E, \quad (2)$$

$$\gamma^\alpha \gamma^\beta + \gamma^\beta \gamma^\alpha = 2g^{\alpha\beta} E. \quad (3)$$

В соотношениях (2), (3) E – единичная 4×4 матрица.

Тетрадные векторы определяются соотношениями

$$H_\alpha^\mu H_\beta^\nu g_{\mu\nu} = \eta_{\alpha\beta}. \quad (4)$$

Связь между γ^α и γ^β определяется равенствами

$$\gamma^\alpha = H_\beta^\alpha \gamma^\beta. \quad (5)$$

Весовой оператор Паркера равен

$$\rho = \sqrt{-g} \gamma_0 \gamma^0. \quad (6)$$

Пример 1.

В работе [1] для слабого поля Керра получены три гамильтониана, соответствующие трем системам тетрадных векторов, и самосопряженный гамильтониан в η -представлении:

а) киллинговая система тетрадных векторов

$$H_k = im\gamma_0 - im\frac{M}{R}\gamma_0 - i\gamma_0\gamma^k \frac{\partial}{\partial x^k} + 2i\frac{M}{R}\gamma_0\gamma^k \frac{\partial}{\partial x^k} + \frac{i}{2}\frac{MR_k}{R^3}\gamma_0\gamma^k + 2i\frac{M(J_{kl}R_l)}{R^3} \frac{\partial}{\partial x^k} - \\ - 2im\frac{M(J_{kl}R_l)}{R^3}\gamma^k + 2i\frac{M(J_{ml}R_l)}{R^3}S_{mk} \frac{\partial}{\partial x^k} - \frac{i}{2}\left\{\frac{M}{R^3}J_k - 3\frac{M(J_l R_l)R_k}{R^5}\right\}\gamma_{\underline{5}}\gamma_0\gamma_{\underline{k}}, \quad (7)$$

$$\rho = 1 + \frac{3M}{R} + 2\frac{M(J_{km}R_m)}{R^3}\gamma_0\gamma_{\underline{k}}; \quad (8)$$

б) система тетрадных векторов в симметричной калибровке

$$H_s = im\gamma_0 - i\gamma_0\gamma_{\underline{k}} \frac{\partial}{\partial x^k} - im\frac{M}{R}\gamma_0 + 2i\frac{M}{R}\gamma_0\gamma^k \frac{\partial}{\partial x^k} + \frac{i}{2}\frac{MR_k}{R^3}\gamma_0\gamma^k + 2i\frac{M(J_{kl}R_l)}{R^3} \frac{\partial}{\partial x^k} - \\ - im\frac{M(J_{kl}R_l)}{R^3}\gamma^k + i\frac{M(J_{ml}R_l)}{R^3}S_{mk} \frac{\partial}{\partial x^k}, \quad (9)$$

$$\rho = 1 + \frac{3M}{R} + \frac{MJ_{km}R_m}{R^3}\gamma_0\gamma_{\underline{k}}; \quad (10)$$

в) система тетрадных векторов Nehl и Ni [10]

$$H_{H-N} = im\gamma_0 - im\frac{M}{R}\gamma_0 - i\gamma_0\gamma_{\underline{k}} \frac{\partial}{\partial x^k} + 2i\frac{M}{R}\gamma_0\gamma^k \frac{\partial}{\partial x^k} + \frac{i}{2}\frac{MR_k}{R^3}\gamma_0\gamma^k + 2i\frac{M(J_{kl}R_l)}{R^3} \frac{\partial}{\partial x^k} + \\ + \frac{i}{2}\left\{\frac{M}{R^3}J_k - 3\frac{M(J_l R_l)R_k}{R^5}\right\}\gamma_{\underline{5}}\gamma_0\gamma_{\underline{k}}, \quad (11)$$

$$\rho = 1 + \frac{3M}{R}; \quad (12)$$

г) самосопряженный гамильтониан в η -представлении

$$H_\eta = im\gamma_{\underline{0}} - im\frac{M}{R}\gamma_{\underline{0}} - i\gamma_{\underline{0}}\gamma_{\underline{k}}\frac{\partial}{\partial x^k} + 2i\frac{M}{R}\gamma_{\underline{0}}\gamma^k\frac{\partial}{\partial x^k} - i\frac{MR_k}{R^3}\gamma_{\underline{0}}\gamma^k + 2i\frac{M(J_{kl}R_l)}{R^3}\frac{\partial}{\partial x^k} + \frac{i}{2}\left\{\frac{M}{R^3}J_k - 3\frac{M(J_l R_l)R_k}{R^5}\right\}\gamma_{\underline{5}}\gamma_{\underline{0}}\gamma_{\underline{k}}. \quad (13)$$

$$\rho = 1. \quad (14)$$

В выражениях (7)–(14) M – масса источника гравитационного поля Керра, J_{km} – тензор углового момента поля Керра $S_{\underline{mk}} = \frac{1}{2}(\gamma_{\underline{m}}\gamma_{\underline{k}} - \gamma_{\underline{k}}\gamma_{\underline{m}})$.

Каждый из гамильтонианов (7), (9), (11), (13) отличается по виду друг от друга, однако при переходе в η -представление все гамильтонианы совпадают друг с другом, что доказывает их физическую эквивалентность.

Пример 2.

Известно, что свободный дираковский гамильтониан в сферической системе координат пространства Минковского можно записать двумя способами, приводящими к существенно разным по виду выражениям (см., например, [11]):

$$H_1 = im\gamma_{\underline{0}} - i\gamma_{\underline{0}}\left\{\gamma_{\underline{1}}\left(\frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{r}\right) + \frac{1}{r}\gamma_{\underline{2}}\left(\frac{\partial}{\partial \theta} + \frac{1}{2}\text{ctg}\theta\right) + \frac{1}{r\sin\theta}\gamma_{\underline{3}}\frac{\partial}{\partial \varphi}\right\}, \quad (15)$$

$$H_2 = im\gamma_{\underline{0}} - i\gamma_{\underline{0}}\left\{\gamma_r\frac{\partial}{\partial r} + \gamma_\theta\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial \theta} + \gamma_\varphi\frac{1}{r\sin\theta}\frac{\partial}{\partial \varphi}\right\}. \quad (16)$$

В выражении (16)

$$\begin{aligned} \gamma_r &= \sin\theta[\gamma_{\underline{1}}\cos\varphi + \gamma_{\underline{2}}\sin\varphi] + \gamma_{\underline{3}}\cos\theta = R\gamma_{\underline{1}}R^{-1}, \\ \gamma_\theta &= \cos\theta[\gamma_{\underline{1}}\cos\varphi + \gamma_{\underline{2}}\sin\varphi] - \gamma_{\underline{3}}\sin\theta = R\gamma_{\underline{2}}R^{-1}, \\ \gamma_\varphi &= -\gamma_{\underline{1}}\sin\varphi + \gamma_{\underline{2}}\cos\varphi = R\gamma_{\underline{3}}R^{-1}. \end{aligned} \quad (17)$$

Ряд $\{\gamma_r, \gamma_\theta, \gamma_\varphi\}$ связан с рядом $\{\gamma_{\underline{1}}, \gamma_{\underline{2}}, \gamma_{\underline{3}}\}$ через унитарную матрицу R :

$$\begin{aligned} R &= R_1 T_1 R_2 T_2, \\ R_1 &= \exp\left(-\frac{\varphi}{2}\gamma_{\underline{1}}\gamma_{\underline{2}}\right), \quad T_1 = \frac{1}{\sqrt{2}}\gamma_{\underline{5}}\gamma_{\underline{1}}(E + \gamma_{\underline{1}}\gamma_{\underline{2}}), \\ R_2 &= \exp\left(-\frac{\theta}{2}\gamma_{\underline{2}}\gamma_{\underline{3}}\right), \quad T_2 = \frac{1}{\sqrt{2}}\gamma_{\underline{5}}\gamma_{\underline{2}}(E + \gamma_{\underline{3}}\gamma_{\underline{1}}). \end{aligned} \quad (18)$$

Отсюда видно, что гамильтонианы (15), (16) физически эквивалентны, так как они связаны унитарным преобразованием (18)

$$H_2 = RH_1R^{-1}, \quad R^{-1} = R^+. \quad (19)$$

Пример 3.

В работе [3] для слабого поля Керра в координатах Бойера – Линдквиста получен следующий вид дираковского гамильтониана:

$$H_{B-L} = im \left(1 - \frac{r_0}{2r} \right) \gamma_0 - i \left(1 - \frac{r_0}{r} \right) \gamma_0 \gamma_1 \left(\frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{r} \right) - i \left(1 - \frac{r_0}{2r} \right) \frac{1}{r} \left[\gamma_0 \gamma_2 \left(\frac{\partial}{\partial \theta} + \frac{1}{2} \text{ctg} \theta \right) + \gamma_0 \gamma_3 \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial}{\partial \varphi} \right] - i \gamma_0 \gamma_1 \frac{r_0}{2r^2} - i \frac{r_0 a}{r^3} \frac{\partial}{\partial \varphi} - i \frac{3}{4} \frac{r_0 a}{r^3} \gamma_3 \gamma_1 \sin \theta. \quad (20)$$

Сравним этот гамильтониан с гамильтонианом (13). Перепишем выражение (13) в нескольких других обозначениях:

$$H_\eta = im \left(1 - \frac{r_0}{2r} \right) \gamma_0 - i \left(1 - \frac{r_0}{r} \right) \gamma_0 \gamma_k \frac{\partial}{\partial x^k} - i \frac{r_0}{2r^3} \gamma_0 \gamma_k x_k - i \frac{r_0 a}{r^3} \left(x_1 \frac{\partial}{\partial x_2} - x_2 \frac{\partial}{\partial x_1} \right) + i \frac{r_0 a}{4r^3} \left[\gamma_1 \gamma_2 \left(1 - 3 \frac{x_3^2}{r^2} \right) - \gamma_2 \gamma_3 \frac{3x_3 x_1}{r^2} - \gamma_3 \gamma_1 \frac{3x_3 x_2}{r^2} \right]. \quad (21)$$

Здесь $r_0 = 2M$, $\mathbf{J} = M\mathbf{a}$, $\mathbf{a} = (0, 0, a)$.

В выражениях (20), (21) слагаемые без момента a соответствуют метрике Шварцшильда. В гамильтониане (21) эти слагаемые записаны в декартовых координатах, а в выражении (20) – в сферических координатах, к которым в приближении слабого поля сводятся координаты Бойера – Линдквиста. Эти части гамильтонианов (20) и (21) физически эквивалентны друг другу.

Слагаемые с моментом вращения a в выражениях (20), (21) сильно отличаются друг от друга. Однако в работе [3] с помощью матриц (17), (18) показана физическая эквивалентность и этих частей гамильтонианов (20), (21).

В последующих примерах будет использована измененная сигнатура (1)

$$\eta_{\alpha\beta} = \text{diag}[1, -1, -1, -1]. \quad (22)$$

Пример 4.

В работе [12] Обухов применительно к метрике

$$ds^2 = V^2(\mathbf{x}) dt^2 - W^2(\mathbf{x}) d\mathbf{x}^2 \quad (23)$$

получил самосопряженный гамильтониан с плоским скалярным произведением волновых функций

$$H_{\text{Об}} = \beta m V + \frac{1}{2} \left[\boldsymbol{\alpha} \mathbf{p} \frac{V}{W} + \frac{V}{W} \boldsymbol{\alpha} \mathbf{p} \right], \quad (24)$$

где $\beta = \gamma^0$, $\alpha^k = \gamma^0 \gamma^k$.

Далее, после унитарного преобразования Эриксона – Колсруда [13], гамильтониан (24) в приближении слабого гравитационного поля становится равным

$$H_{E-K} = \beta \left(mV + \frac{\mathbf{p}^2}{2m} \right) - \frac{\beta}{4m} \{ p^2, V - 1 \} + \frac{\beta}{2m} \left\{ \mathbf{p}^2, \frac{V}{W} - 1 \right\} + \frac{\beta}{4m} [2\boldsymbol{\Sigma}(\mathbf{f} \times \mathbf{p}) + \nabla \mathbf{f}] + \frac{1}{2}(\boldsymbol{\Sigma}\Phi). \quad (25)$$

Здесь $\Phi = \nabla V$; $f = \nabla \left(\frac{V}{W} \right)$; $\boldsymbol{\Sigma} = \begin{pmatrix} \boldsymbol{\sigma} & 0 \\ 0 & \boldsymbol{\sigma} \end{pmatrix}$.

Последнее слагаемое в (25) можно трактовать как прямое взаимодействие спина дираковской частицы с гравитацией.

Однако для правильной классической трактовки отдельных слагаемых гамильтониана необходимо исходное выражение (24) подвергнуть унитарному преобразованию Фолди – Ваутхайзена [14–16]. В результате А. Силенко, О. Теряев [15] получили следующее выражение для преобразованного гамильтониана:

$$H_{FW} = \beta \left(mV + \frac{\mathbf{p}^2}{2m} \right) - \frac{\beta}{4m} \{ p^2, V - 1 \} + \frac{\beta}{2m} \left\{ \mathbf{p}^2, \frac{V}{W} - 1 \right\} + \frac{\beta}{4m} [2\boldsymbol{\Sigma}(\mathbf{f} \times \mathbf{p}) + \nabla \mathbf{f}] - \frac{\beta}{8m} [2\boldsymbol{\Sigma}(\Phi \times \mathbf{p}) + \nabla \Phi]. \quad (26)$$

Последнее слагаемое в (26) вместо прямого взаимодействия спина частицы с гравитацией $\left(\frac{1}{2} \boldsymbol{\Sigma}\Phi \right)$ описывает спин-орбитальное и контактное взаимодействие дираковской частицы подобно взаимодействию с электромагнитным полем [14].

Отметим, что все три гамильтониана (24), (25), (26) физически эквивалентны, поскольку связаны друг с другом унитарными преобразованиями. Однако для квазиклассической трактовки членов гамильтониана необходимо использовать представление Фолди – Ваутхайзена [15, 16].

Пример 5.

Самосопряженный гамильтониан в поле Керра произвольной интенсивности, полученный авторами [3], сильно отличается от гамильтониана Чандрасекара [17], полученного методом Пенроуза–Ньюмена [18]. Однако после перевода гамильтониана Чандрасекара в η -представление можно установить, что полученный самосопряженный гамильтониан связан с гамильтонианом работы [3] унитарным преобразованием. Следовательно, оба гамильтониана физически эквивалентны.

В общем случае выражение для оператора η является сложным и громоздким. В случае отсутствия вращения (поле Шварцшильда) оператор η диагонален и имеет вид

$$\eta = \text{diag} \left[\left(1 - \frac{r_0}{r} \right)^{-1/2}, 1, 1, \left(1 - \frac{r_0}{r} \right)^{-1/2} \right]. \quad (27)$$

Теперь обратимся к примерам в работе [19], в которой автор демонстрирует неединственность (по его мнению) дираковской теории даже в плоском пространстве Минковского.

Пример 6.

Рассматривается плоское пространство Минковского (t', x', y', z') со свободным дираковским гамильтонианом

$$H' = \alpha' p' + \beta' m. \quad (28)$$

Далее рассматривается набор других матриц Дирака, зависящих от времени:

$$\begin{aligned} \beta &= \beta', \\ \alpha^1 &= \alpha'^1 \cos \omega t + \alpha'^2 \sin \omega t, \\ \alpha^2 &= \alpha'^2 \cos \omega t - \alpha'^1 \sin \omega t, \\ \alpha^3 &= \alpha'^3. \end{aligned} \quad (29)$$

В результате для новых тетрадных векторов, приведших к набору матриц α^k (29), получается новый гамильтониан

$$H = \alpha p' + \beta m - \frac{\omega}{2} \Sigma^3, \quad (30)$$

где $\Sigma^3 = i\alpha^1 \alpha^2 = i\alpha^1 \alpha^2 = \Sigma^3$.

Сравнивая (28), (30), автор [19, 20] делает вывод о неединственности теории Дирака в плоском пространстве Минковского.

Действительно, в отличие от исходного гамильтониана (28) гамильтониан (30) явно зависит от времени (см. (29)). Кроме того, в гамильтониане (30) присутствует дополнительный член $-\frac{\omega}{2} \Sigma^3$, поэтому в [19, 20] поднимается вопрос о физической значимости прямой связи спин-вращения.

Однако обратим внимание, что матрицы α^i (29) связаны с исходными матрицами α'^i унитарной матрицей преобразования $R(t)$:

$$\alpha^i = R \alpha'^i R^+, \quad (31)$$

где

$$R(t) = e^{\frac{\omega t}{2} \alpha'^1 \alpha'^2}; \quad R^+(t) = e^{-\frac{\omega t}{2} \alpha'^1 \alpha'^2}. \quad (32)$$

Учитывая, что $R(t)$ зависит от времени, видно, что гамильтонианы (30) и (28) связаны унитарным преобразованием

$$H = R H' R^+ - i R \frac{\partial R^+}{\partial t}. \quad (33)$$

Следовательно, гамильтонианы (28) и (30) физически эквивалентны*. Переходя в свободном гамильтониане (28) в представление Фолди – Ваутхайзена, получаем известный гамильтониан [14]

* Уравнение Дирака для гамильтонианов H' и H имеет вид $i \frac{\partial \psi'}{\partial t} = H' \psi'$, $i \frac{\partial \psi}{\partial t} = H \psi$. Эти уравнения эквивалентны друг другу, так как волновые функции ψ' и ψ связаны унитарным преобразованием $\psi = R \psi'$. Например, второе уравнение Дирака для волновой функции ψ может быть записано в виде (учитывая, что $R \frac{\partial R^+}{\partial t} = -\frac{\partial R}{\partial t} R^+$) $i \frac{\partial R}{\partial t} \psi' + i R \frac{\partial \psi'}{\partial t} = R H' \psi' + i \frac{\partial R}{\partial t} \psi'$, т. е. $i \frac{\partial \psi}{\partial t} = H \psi$.

$$H_{FW} = \beta \sqrt{m^2 + \mathbf{p}^2}. \quad (34)$$

В работе [20] автор попытался точно определить разницу между средними значениями $\langle H \rangle$ и $\langle H' \rangle$ (формулы (27)–(29) в [20]). Однако при усреднении физических величин для спиновых частиц необходимо усреднять и по спиновым состояниям с соответствующим изменением условий нормировки $\sum_{\pm s} \int \psi^+(\mathbf{x}', s) \psi(\mathbf{x}', s) d\mathbf{x}' = \sum_{\pm s} \int \psi'^+(\mathbf{x}', s) \psi'(\mathbf{x}', s) d\mathbf{x}' = 1$.

Поскольку для свободного движения оператор $\frac{\Sigma' \mathbf{p}'}{|\mathbf{p}'|}$ имеет собственные значения ± 1 , то вместо формулы (28) в [20] мы имеем

$$\langle H \rangle - \langle H' \rangle = -\frac{\omega}{2} \sum_{\pm s} \int \psi^+(\mathbf{x}', s) \frac{\Sigma' \mathbf{p}'}{|\mathbf{p}'|} \psi(\mathbf{x}', s) d\mathbf{x}' = -\frac{\omega}{2} \sum_{\pm s} \int \psi'^+(\mathbf{x}', s) \Sigma'^3 \psi'(\mathbf{x}', s) d\mathbf{x}' = 0. \quad (35)$$

Здесь направление движения частицы выбрано по оси z' ($|\mathbf{p}'| = p'^3$).

В отличие от [20] из (35) следует, что средние значения гамильтонианов H и H' совпадают друг с другом. Отсюда видно, что связь спин – вращение в гамильтониане (30) не является физически значимой. Она может появляться при выборе определенной системы тетрадных векторов, но при вычислениях физических характеристик системы она никак не влияет на их величины.

Пример 7.

В работе [19] автор рассматривает также вращающуюся систему отсчета

$$\begin{aligned} t &= t', \\ x &= x' \cos \omega t + y' \sin \omega t, \\ y &= -x' \sin \omega t + y' \cos \omega t, \\ z &= z'. \end{aligned} \quad (36)$$

Метрика, соответствующая координатам (36), имеет вид:

$$ds^2 = \left[1 - \omega^2 (x^2 + y^2) \right] dt^2 + 2\omega (y dx - x dy) dt - (dx^2 + dy^2 + dz^2). \quad (37)$$

В (37) для обеспечения $g_{00} > 0$ необходимо выполнение условия $\omega \sqrt{x^2 + y^2} < 1$.

γ -Матрицы, соответствующие выбранной системе тетрадных векторов, имеют вид:

$$\begin{aligned} \gamma^0 &= \gamma'^0, \\ \gamma^1 &= \gamma'^1 \cos \omega t + \gamma'^2 \sin \omega t + \gamma'^0 \omega y, \\ \gamma^2 &= -\gamma'^1 \sin \omega t + \gamma'^2 \cos \omega t - \gamma'^0 \omega x, \\ \gamma^3 &= \gamma'^3. \end{aligned} \quad (38)$$

В результате можно получить самосопряженный гамильтониан

$$H_\omega = \boldsymbol{\alpha} \cdot \mathbf{p}' + \beta m - \omega \left(y \frac{\partial}{\partial x} - x \frac{\partial}{\partial y} \right). \quad (39)$$

С другим набором тетрадных векторов в [19] автор получает следующий вид γ -матриц:

$$\begin{aligned}\gamma_{Ar}^0 &= \gamma^0, \\ \gamma_{Ar}^1 &= \gamma^1 + \gamma^0 \omega y, \\ \gamma_{Ar}^2 &= \gamma^2 - \gamma^0 \omega x, \\ \gamma_{Ar}^3 &= \gamma^3.\end{aligned}\tag{40}$$

В данной постановке получается следующий вид самосопряженного гамильтониана:

$$H_{Ar} = \mathbf{a}_{Ar} \mathbf{p} + \beta m - i\omega \left(y \frac{\partial}{\partial x} - x \frac{\partial}{\partial y} \right) - \frac{\omega}{2} \Sigma^3.\tag{41}$$

Обратим внимание, что матрицы γ^1, γ^2 в (38) можно записать в виде

$$\begin{aligned}\gamma^1 &= R^+ \gamma^1 R + \gamma^0 \omega y, \\ \gamma^2 &= R^+ \gamma^2 R - \gamma^0 \omega x.\end{aligned}\tag{42}$$

Отсюда видно, что матрицы (40) и (38) связаны унитарным преобразованием

$$\gamma_{Ar}^\mu = R \gamma^\mu R^+.\tag{43}$$

Тогда гамильтонианы (41) и (39), как и гамильтонианы (30), (28), физически эквивалентны, поскольку связаны унитарным преобразованием $R(t)$:

$$H_{Ar} = R H_\omega R^+ - iR \frac{\partial R^+}{\partial t}.\tag{44}$$

Таким образом, в результате нашего рассмотрения можно сделать следующие выводы:

1. В дополнение к результатам работ [1, 2, 8, 9] примеры 1–7 данной работы показывают единственность дираковской теории в искривленном и плоском пространстве-времени независимо от выбора тетрадных векторов.

2. Связь спин–вращение для дираковских частиц в контексте рассмотрения в работах [19, 20] не является физически значимой величиной: она может появляться при определенном выборе тетрадных векторов, но не влияет на конечные физические характеристики рассматриваемых квантово-механических систем.

Список литературы

1. Gorbatenko M. V., Neznamov V. P. // Phys. Rev. D. 2010. Vol. 82. P. 104056; arxiv: 1007.4631 [gr-qc].
2. Gorbatenko M. V., Neznamov V. P. // Phys. Rev. D. 2011. Vol. 83. P. 105002 (см. также: <http://arxiv:1102.4067v1> [gr-qc]).
3. Gorbatenko M. V., Neznamov V. P. ([Electronical resource]. – <http://arxiv:1107.0844> [gr-qc]).
4. Bender C. M., Brody D., Jones H. F. // Phys. Rev. Lett. 2002. Vol. 89. P. 2704041; Phys. Rev. D. 2004. Vol. 70. P. 025001.

5. Mostafazadeh A. // J. Math. Phys. (N.Y.). 2002. Vol. 43. P. 205, 2814 (см. также: [http://arxiv:0810.5643v3\[quant-ph\]](http://arxiv:0810.5643v3[quant-ph])).
6. Bagchi B., Fring A. // Phys. Lett. A. 2009. Vol. 373. P. 4307.
7. Parker L. // Phys. Rev. D. 1980. Vol. 22. P. 1922.
8. Brill D. R., Wheeler J. A. // Rev. Modern Physics. 1957. Vol. 29. P. 465–479. Erratum: Rev. Modern. Phys. 1961. Vol. 33. P. 623–624.
9. Chapman T. C., Leiter D. J. // Ann. J. Phys. 1976. Vol. 44, N 9. P. 858–862.
10. Hehl F. W., Ni W. T. // Phys. Rev. D. 1990. Vol. 42. P. 2045.
11. Dolan S. R. Trinity Hall and Astrophysics Group, Cavendish Laboratory. Dissertation, 2006.
12. Obukhov Yu. N. // Phys. Rev. Lett. 2001. Vol. 86. P. 192; Forsch. Phys. 2002. Vol. 50. P. 711.
13. Eriksen E., Kolsrud M. // Nuovo Cim. 1960. Vol. 18; Nikitin A. G. // J. Phys. A: Math Gen. 1998. Vol. A31. P. 3297.
14. Foldy L. L., Wouthuysen S. A. // Phys. Rev. 1950. Vol. 78. P. 29.
15. Silenko A. J., Teryaev O. V. // Phys. Rev. D. 2005. Vol. 71. P. 064016.
16. Neznamov V. P., Silenko A. J. // J. Math. Phys. 2009. Vol. 50. P. 122302.
17. Chandrasekhar F. R. S. // Proc. R. Soc. Lond. 1976. Vol. A.349. P. 571–575.
18. Newman E. T., Penrose R. // J. Math. Phys. 1962. Vol. 3. P. 566.
19. Arminjon M. [Electronical resource]. – <http://arxiv:1211.1855v1> [gr-qc].
20. Arminjon M. // Int. J. Theor. Phys. 2013. Vol. 52, is. 7 (см. также: <http://arxiv:1302.5584> [gr-qc]).

On Uniqueness of the Dirac Theory in a Curved and a Flat Spacetime

M. V. Gorbatenko, V. P. Neznamov

In this work a number of examples are used to illustrate uniqueness of physical prediction of the Dirac theory in a curved and a flat spacetime. Dirac Hamiltonians in arbitrary, including time-dependent, gravitational fields uniquely determine physical characteristics of quantum-mechanical systems irrespective of the choice of the tetrad fields.

Direct spin-rotation coupling that occurs with a certain choice of tetrads does not manifest itself in final physical characteristics of the systems and therefore does not represent a physically relevant effect.

УДК 539.382.4

Кинетическая модель откольного разрушения материалов в условиях высокоинтенсивного ударно-волнового воздействия

С. В. Михайлов, А. С. Тяпин,
Б. С. Серов, В. В. Руденко

Предпринята попытка создания кинетической модели откольного разрушения с минимальным количеством эмпирических параметров, адекватно описывающей результаты ударно-волнового откольного разрушения металлов в достаточно широкой области ударно-волновых нагрузок при фиксированных значениях параметров модели. Модель является двустадийной: в ней учтено возникновение новых пор под действием растягивающих напряжений и дальнейшее расширение возникших пор. В предлагаемой модели использован термофлуктуационный механизм зарождения микроповрежденности материала и учтен факт последовательного возникновения микропор в ходе накопления поврежденности. С помощью модели были описаны с фиксированными для каждого металла наборами эмпирических констант толщины первых откольных слоев в сериях экспериментов по ударно-волновому разрушению Al, Cu, Ni, Pb.

Введение

Практика показывает, что малопараметрические критерии откольного разрушения (с одним и более эмпирическими параметрами) не могут дать адекватного описания результатов ударно-волнового откольного разрушения в представляющей интерес для изучения достаточно широкой области ударно-волновых нагрузок при фиксированных значениях параметров критериев. Практически всегда эти параметры оказываются зависящими от характеристик нагружения (см., например, [1]). С целью устранения этого недостатка в практику расчетов с некоторыми пор стали внедряться кинетические модели откольного разрушения для более всестороннего и обоснованного отражения физических особенностей этого процесса (см., например, [2]). Однако недостаток таких моделей – их многопараметричность, сильно затрудняющая калибровку моделей на результаты экспериментов и в целом ряде случаев приводящая к неединственности решения задачи подбора вектора эмпирических параметров по имеющемуся массиву экспериментальных данных. Кроме того, многопараметричность затрудняет интерпретацию экспериментальных данных.

При конструировании представленной в настоящей работе кинетической модели усилия авторов были направлены на снижение числа входящих в нее эмпирических параметров до такого уровня, который обеспечивал бы удовлетворительное описание экспериментальных толщин откольных слоев в сериях экспериментов по откольному ударно-волновому разрушению металлов. Модель двустадийная: в ней учтено возникновение новых пор под действием растягивающих напряжений и дальнейшее расширение возникших пор (так называемая модель типа NAG [2]). Однако, в отличие от [2], в предложенной модели использован термофлуктуационный механизм зарождения микроповрежденности материала и учтен факт последовательного возникновения микропор в ходе накопления поврежденности. Развитая модель введена в одномерный расчетный комплекс MASTER [3].

С помощью модели описываются результаты серий экспериментов [1] по откольному ударно-волновому разрушению ряда металлов: Al, Cu, Ni, Pb; при этом акцент, в отличие, например, от работ [2, 4], сделан на расчеты толщин первых откольных слоев с фиксированным набором эмпирических параметров для каждого металла, а не на описание тонкой структуры регистрируемых зависимостей скорости свободной поверхности образцов в единичных опытах. Надежды на то, что расчетное описание тонкой структуры зависимостей скорости свободной поверхности образцов в единичных опытах «автоматически» обеспечит широкодиапазонное описание толщин откольных слоев при различных условиях нагружения, не оправдываются на практике. В то же время для практических приложений важно, в первую очередь, именно правильное описание толщин возникающих слоев, а не тонкой структуры импульсов.

Формулировка модели

Как уже отмечено выше, в основу представляемой модели заложен термофлуктуационный механизм возникновения микропор под действием растягивающих напряжений. Уравнения для поврежденности материала выглядят следующим образом:

$$\omega(t) = 4\pi \int_0^t \frac{dN(t')}{dt} \left\{ \int_{t'}^t v(t'' - t') \left[\int_0^{t'' - t'} v(t''') dt''' \right]^2 dt'' \right\} dt' = 4\pi \int_0^t \frac{dN(t')}{dt} \left\{ \int_0^{t-t'} v(t'') \left[\int_0^{t''} v(t''') dt''' \right]^2 dt'' \right\} dt'. \quad (1)$$

Здесь рассматривается объемный вариант модели, хотя существует и поверхностный вариант; $v(t) = \xi\sigma/(\rho c)$ – скорость роста радиуса микропоры, σ – растягивающее напряжение, ρc – произведение текущих плотности и скорости звука, ξ – эмпирическая константа; в фигурных скобках – объем одной микрополости (деленный на 4π), образовавшейся в момент t ; $\omega(t)$ – отношение суммарного объема пор к полному объему поврежденного материала. При достижении предельной поврежденности ($\omega(t) = \omega_{кр}$) в рамках модели происходит макроразрушение: в этот момент в данной счетной точке зануляются продольное растягивающее напряжение, откольная и сдвиговая прочности материала.

Формулу (1) для объемного варианта модели можно представить как

$$\omega(t) = \int_0^t \frac{dN(\tau)}{dt} V_n(t - \tau) d\tau, \quad (2)$$

где V_n – объем развивающейся сферической поры. Из (2) видно, что в модели учитывается последовательное вступление в процесс растяжения вновь возникающих пор.

Входящая в уравнение (1) величина $\frac{dN(t)}{dt}$ представляет собой число термофлуктуационных микрополостей, возникающих в единице объема за единицу времени, и выражается следующим образом:

$$\frac{dN(t)}{dt} = \frac{n(t)}{\tau_0} \exp \frac{-W_{фл} A}{RT},$$

где $n(t) = \rho(t)/m_a$ – объемная плотность атомов вещества, m_a – масса атома, $\rho(t)$ – текущая плотность сплошного материала, R – газовая постоянная, A – атомный вес материала, T – температура, τ_0 – период собственных колебаний атома.

Мерой вероятности малых флуктуаций в макроскопической системе является работа $W_{\text{фл}}$, которую надо совершить для перевода ее в другое состояние. С другой стороны, мерой работы при изотермо-изобарическом процессе, каковым является термофлуктуация, является термодинамический потенциал Гиббса [5], поэтому

$$W_{\text{фл}} = F_0 + E + PV - TS = F_0 + F + PV, \quad (3)$$

где E – внутренняя энергия, P – давление, V – удельный объем, S – энтропия, F – свободная энергия системы, а F_0 – работа на разрыв связи между атомами при нулевых давлении и температуре, эмпирический параметр модели. Здесь и далее все термодинамические характеристики относятся к поврежденному материалу, так как в модели учтено обратное влияние поврежденности на уравнение состояния материала.

Учет обратного влияния развития поврежденности материала на его термодинамические свойства проводится следующим образом:

$$P(\rho, E, \omega) = (1 - \omega)P_S(\rho_S, E_S) = (1 - \omega)P_S\left(\frac{\rho}{(1 - \omega)}, E\right),$$

где $P_S(\rho_S, E_S)$ – уравнение состояния сплошного материала, $\rho_S = \frac{\rho}{(1 - \omega)}$ и полагается, что $E_S = E$.

С учетом упругопластических характеристик материала определение (3) переходит в

$$W_{\text{фл}} = F_0 + E + \sigma_{ij}\varepsilon_{ij}^{\text{el}}V - TS,$$

где σ_{ij} – компоненты тензора напряжений (в отличие от принятых в механике сплошных сред обозначений здесь они считаются положительными на сжатиях и отрицательными на растяжениях), $\varepsilon_{ij}^{\text{el}}$ – компоненты тензора упругих деформаций, а приращение энергии на деформациях $dE = -\sigma_{ij}Vd\varepsilon_{ij}^{\text{el}} + TdS$, причем $-\sigma_{ij}Vd\varepsilon_{ij}^{\text{pl}} = TdS$, где $\varepsilon_{ij}^{\text{pl}}$ – компоненты тензора пластических деформаций. Далее для простоты рассмотрение проводится без учета упругопластических свойств материалов, который не вносит принципиальных отличий в описание откольного разрушения материалов, приводя к небольшому смещению значений эмпирических параметров модели. Кроме того, введение упругопластики в ряде случаев снимает эффект возникновения в гидродинамических расчетах зоны сплошного разрушения за первым откольным слоем.

Интегральное представление (1) и наличие подынтегральной экспоненты породило исторически сложившееся название «интегро-экспоненциальная модель», которую далее будем для краткости обозначать аббревиатурой ИЭМ.

Расчет температуры и энтропии в рамках модели

В модель ИЭМ входят внутренняя энергия, температура и энтропия в показателе экспоненты в виде дроби

$$\frac{F_0 + E + PV - TS}{RT/A}.$$

Ввиду указанного обстоятельства высоки требования к корректности расчета данных характеристик материала. В частности, в газодинамическом расчете должны учитываться начальный разогрев и начальная энергия материала.

При фиксированном удельном объеме вещества его энтропию можно записать в виде интеграла $S = \int_0^T \frac{c_V(T)}{T} dT$. Однако, чтобы обеспечить неизменность энтропии в изэнтропическом процессе, необходимо, чтобы теплоемкость c_V зависела от автомодельной комбинации

$$\xi \sim T/\rho^\Gamma,$$

где Γ – коэффициент Грюнайзена. Тогда

$$S = \int_0^T \frac{c_V(\xi)}{\xi} d\xi$$

со всеми вытекающими последствиями. Обычно в качестве ξ вводят безразмерную переменную T/T_D , где

$$T_D = T_D^k \delta^\Gamma, \quad (4)$$

$\delta = \rho/\rho_k$, ρ_k – кристаллическая плотность материала, T_D^k – температура Дебая (константа материала).

Если среда характеризуется переменным коэффициентом Грюнайзена, то вместо (4) выражение для T_D запишется в виде

$$T_D = T_D^k \exp\left(-\int_{V_k}^V \frac{\Gamma(V)}{V} dV\right).$$

В частности, если зависимость коэффициента Грюнайзена от удельного объема (или плотности) имеет вид

$$\Gamma = \Gamma_\infty + \frac{\Gamma_0 - \Gamma_\infty}{\delta^M},$$

где Γ_0 , Γ_∞ , M – параметры, то

$$T_D = T_D^k \delta^{\Gamma_\infty} \exp\left(\frac{(\Gamma_\infty - \Gamma_0)(1 - 1/\delta^M)}{M}\right). \quad (5)$$

Для теплоемкости можно использовать интерполяционную формулу, удовлетворительно описывающую экспериментальные данные для материалов в промежуточной по температурам области, а также высоко- и низкотемпературные пределы в дебаевском приближении:

$$c_V = \frac{3R}{A} \frac{\left(\sqrt[3]{\frac{3}{5}} \pi^4 \frac{T}{T_D}\right)^3}{1 + \left(\sqrt[3]{\frac{3}{5}} \pi^4 \frac{T}{T_D}\right)^3} \equiv \frac{3R}{A} \frac{\bar{T}^3}{1 + \bar{T}^3}, \quad (6)$$

где $\bar{T}(S) \equiv \sqrt[3]{\frac{3}{5} \pi^4 \frac{T(\rho, S)}{T_D(\delta)}}$, причем T_D берется из (4) или (5). В низкотемпературном пределе точное значение теплоемкости дает замена в (6) множителя $3\pi^4$ на $4\pi^4$. Используя (6), получаем для энтропии

$$S(V, T, \omega) = S_s((1-\omega)V, T) \approx \frac{R}{A} \ln \left[1 + \frac{3\pi^4 T^3 V^{3\Gamma}}{5T_D^{\kappa^3} V_D^{3\Gamma}} \right], \quad (7)$$

где V_D – удельный объем неповрежденного материала при температуре Дебая.

Если не учитывать поверхностную энергию пор, то энтропию *поврежденного* материала с учетом (7) можно записать в виде:

$$S(V, T, \omega) = S_s((1-\omega)V, T) = \frac{R}{A} \ln \left[1 + \frac{3\pi^4 T^3 V^{3\Gamma} (1-\omega)^{3\Gamma}}{5T_D^{\kappa^3} V_D^{3\Gamma}} \right].$$

Из полученного выражения следует, что при неизменной температуре неубывание энтропии обеспечивается обратной пропорциональностью V и $(1-\omega)$. Заметим, что изэнтропу повреждаемого материала следует записывать в виде

$$TV^{(\gamma-1)}(1-\omega)^{(\gamma-1)} = \text{const},$$

где показатель адиабаты $\gamma = \Gamma + 1$.

Численное моделирование экспериментов по откольному разрушению Al, Ni, Cu, Pb

Проверка работоспособности модели проводилась на материалах статьи [1] по обсчету экспериментов с ударно-волновым откольным разрушением металлов: алюминия, никеля, меди, свинца. Экспериментальные данные приведены в [1].

На схеме показана начальная геометрия плоских опытов с образцами исследуемых материалов. Инициирование детонации взрывчатого вещества (ВВ) на рисунке справа. Размеры областей приведены в таблице.

В опытах использовалось взрывчатое вещество В-3 [1]. Уравнение состояния продуктов детонации В-3 (УРС ПВ) бралось в степенном виде [6]:

$$P_{ПВ} = A \rho_{ПВ}^n,$$

где $A = \frac{n^n}{(n+1)^{n+1}} \frac{D^2}{\rho_{ВВ}^{n-1}}$, D – скорость детонации, $\rho_{ВВ}$ – начальная плотность ВВ. В книге [7, табл. 2.1]

приведены параметры весьма близкого по составу к В-3 взрывчатого вещества В. Их пересчет к составу В-3 дает для него начальную плотность $\rho_{ВВ} = 1,71 \text{ г/см}^3$ скорость детонации $D = 7,97 \text{ км/с}$, давление в детонационной волне $P_{ДВ} = 28,9 \text{ ГПа}$, показатель политропы $n = 2,76$. Переход к $n = 3$ при неизменных D и $P_{ДВ}$ дает для кубического УРС В-3 значение $\rho_{ВВ} = 1,82 \text{ г/см}^3$, которое и использовалось в расчетах.

КИНЕТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ОТКОЛЬНОГО РАЗРУШЕНИЯ МАТЕРИАЛОВ...



Схема физических сборок в экспериментах по откольному разрушению Al, Ni, Cu, Pb

Результаты расчетов толщин откольных слоев в сериях опытов с Al, Ni, Cu и Pb

№ опыта	Толщина образца, мм	Толщина ВВ, мм	Материал	$\omega_{кр}$	F_0 , кДж/г	ξ^3	$h_s \pm \Delta h$, мм	h_p , мм
1	25	100	Алюминий	0,1	2,8	$0,296 \cdot 10^{-17}$	$2,6 \pm 0,2$	2,75
			Медь	0,1	1,43	$0,119 \cdot 10^{-15}$	$2,4 \pm 0,2$	2,51
			Свинец	0,1 0,15	1,8	$0,337 \cdot 10^{-25}$	$1,3 \pm 0,2$	1,3 1,3
			Никель	0,1	2,0	$0,130 \cdot 10^{-12}$	$3,3 \pm 0,2$	3,55
2	25	51	Алюминий	0,1	2,8	$0,296 \cdot 10^{-17}$	$2,4 \pm 0,2$	2,3
			Медь	0,1	1,43	$0,119 \cdot 10^{-15}$	$2,2 \pm 0,2$	2,16
			Свинец	0,1 0,15	1,8	$0,337 \cdot 10^{-25}$	$1,1 \pm 0,2$	1,14 1,14
			Никель	0,1	2,0	$0,130 \cdot 10^{-12}$	$2,9 \pm 0,2$	2,8
3	25	38,1	Алюминий	0,1	2,8	$0,296 \cdot 10^{-17}$	$2,1 \pm 0,2$	2,22
			Медь	0,1	1,43	$0,119 \cdot 10^{-15}$	$1,95 \pm 0,2$	2,03
			Свинец	0,1 0,15	1,8	$0,337 \cdot 10^{-25}$	$1,05 \pm 0,2$	1,09 1,16
			Никель	0,1	2,0	$0,130 \cdot 10^{-12}$	$2,9 \pm 0,2$	2,65
4	25	25	Алюминий	0,1	2,8	$0,296 \cdot 10^{-17}$	$1,85 \pm 0,2$	2,03
			Медь	0,1	1,43	$0,119 \cdot 10^{-15}$	$1,8 \pm 0,2$	1,9
			Свинец	0,1 0,15	1,8	$0,337 \cdot 10^{-25}$	$1,0 \pm 0,2$	1,07 1,15
			Никель	0,1	2,0	$0,130 \cdot 10^{-12}$	$2,6 \pm 0,2$	2,4
5	25	12,7	Алюминий	0,1	2,8	$0,296 \cdot 10^{-17}$	$1,8 \pm 0,1$	1,9
			Медь	0,1	1,43	$0,119 \cdot 10^{-15}$	$1,65 \pm 0,2$	1,9
			Свинец	0,1 0,15	1,8	$0,337 \cdot 10^{-25}$	$1,2 \pm 0,1$	1,07 1,2
			Никель	0,1	2,0	$0,130 \cdot 10^{-12}$	$2,2 \pm 0,1$	2,24
6	12	19	Алюминий	0,1	2,8	$0,296 \cdot 10^{-17}$	$1,45 \pm 0,1$	1,3
			Медь	0,1	1,43	$0,119 \cdot 10^{-15}$	$1,3 \pm 0,2$	1,1
			Свинец	0,1 0,15	1,8	$0,337 \cdot 10^{-25}$	$0,75 \pm 0,2$	0,6 0,6
			Никель	0,1	2,0	$0,130 \cdot 10^{-12}$	$1,85 \pm 0,1$	1,43
7	12	12,7	Алюминий	0,1	2,8	$0,296 \cdot 10^{-17}$	$1,5 \pm 0,1$	1,18
			Медь	0,1	1,43	$0,119 \cdot 10^{-15}$	$1,2 \pm 0,2$	1,08
			Свинец	0,1 0,15	1,8	$0,337 \cdot 10^{-25}$	$0,8 \pm 0,1$	0,6 0,6
			Никель	0,1	2,0	$0,130 \cdot 10^{-12}$	$1,7 \pm 0,2$	1,3
8	6	6,37	Алюминий	0,1	2,8	$0,296 \cdot 10^{-17}$	$0,7 \pm 0,2$	0,68
			Медь	0,1	1,43	$0,119 \cdot 10^{-15}$	$0,85 \pm 0,1$	0,55

Уравнения состояния Al, Ni, Cu, Pb брались в форме Ми – Грюнайзена [8] с параметрами, близкими к представленным в [1]. Параметр модели τ_0 в расчетах для всех материалов принимался равным 10^{-13} с. Результаты расчетов откольного разрушения Al, Ni, Cu и Pb приведены в таблице: экспериментально измеренные толщины откольных слоев обозначены h_3 , доверительные интервалы ошибок определения толщин $\pm\Delta h$, расчетные толщины откольных слоев h_p .

В таблице также приведена максимальная поврежденность, при достижении которой в рамках модели происходит макроразрушение (в этот момент в данной счетной точке зануляются давление, откольная и сдвиговая прочности материала). Как видно из таблицы, результаты расчетов с различными значениями $\omega_{кр} = 0,1$ и $0,15$ (для свинца) отличаются друг от друга не более чем на $0,13$ мм и от экспериментальных толщин откольных слоев не более чем на $0,2$ мм. Поэтому есть желание в дальнейшем полагать $\omega_{кр}$ просто константой, а не эмпирическим параметром модели. К тому же, двустадийные кинетические модели, каковой является ИЭМ, не описывают третью стадию – коалесценции, т. е. слияния пор в процессе растяжения. Независимо от материала эта стадия, согласно подтвержденному экспериментами чисто геометрическому критерию Тонкса и др. из [4], начинается при $\omega = 0,125$, поэтому разумно считать $\omega_{кр} = \text{const} = 0,125$. Из таблицы видно, что результаты расчетов толщин откольных слоев по всей совокупности данных не более чем на $\pm 0,25$ мм отличаются от экспериментальных данных, кроме опытов № 6, 7 с Ni, опыта № 7 с Al и опыта № 8 с Cu. Результаты обсчета плоских опытов с поверхностным вариантом модели дали такое же удовлетворительное согласие расчетов с экспериментальными данными.

Выводы

Развитая в данной работе интегро-экспоненциальная модель откольного разрушения материалов при минимальном количестве эмпирических параметров (3 вместо, например, 7 в [2]) позволяет в единой манере удовлетворительно описать результаты серий ударно-волновых экспериментов по откольному разрушению ряда металлов: Al, Cu, Ni, Pb. Есть основания надеяться, что в дальнейшем число эмпирических параметров удастся снизить до двух.

Список литературы

1. Breed B. R., Mader C. L., Venable D. Technique for determination of dynamic–tensile–strength characteristics // J. Appl. Phys. 1967. Vol. 38, N 8. P. 3271–3275.
2. Огородников В. А., Садовой А. А., Софронов В. Н. и др. Кинетическая модель пластического разрушения с учетом диссипативных процессов // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Теоретическая и прикладная физика. 2001. Вып. 2. С. 35–40.
3. Tchekhounov E., Roudenko V., Chabourov M. Tutorial and research package MASTER on continuum mechanics // Proc. of the 2nd European Conf. «Physics Teaching in Engineering Education». Budapest, Hungary, 2000.
4. Tonks D., Kaul A., Thissell W., Trujillo C. Spallation modeling using experiments on the Atlas pulsed power facility // Хим. физика. 2005. Т. 24, № 10. С. 86–96.

5. Левич В. Г. Курс теоретической физики. Том I. – М.: Физматгиз, 1962.
6. Забабахин Е. И. Некоторые вопросы газодинамики взрыва. – Снежинск: РФЯЦ-ВНИИТФ, 1997.
7. Мейдер Ч. Численное моделирование детонации. – М.: Мир, 1985.
8. Копышев В. П. Теория уравнений состояния. – Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2009.

Kinetic Model of Materials` Spallation under High Intensive Shockwave Loading

S. V. Mikhailov, A. S. Tyapin, B. S. Serov, V. V. Rudenko

Attempt to create kinetic spallation model with minimum quantity of empiric parameters is produced in this work. This model must give adequate description of results of high intensive metals spallation in wide enough range of shockwave loadings with fixed parameters of model. Model, realized in this work, is of two stages: the stage of nucleation of new pores under tensile stress and the stage of pores growth. There the mechanism of thermal fluctuation of failure nucleation and the fact of the consecutive birth of pores during failure accumulation was used in this model. The thicknesses of first spall layers in series of shockwave breaking of metals (Al, Cu, Ni, Pb) with fixed for every metal sets of empiric constants were simulated using the model.

УДК 533.9.07:533.9.15

Высокие плотности энергии и магнитное обжатие

С. Ф. Гаранин

Подход МАГО/МТФ предполагает предварительный нагрев замагниченной ДТ-плазмы до температур 0,2–0,4 кэВ и последующее адиабатическое сжатие плазмы лайнером с целью достижения зажигания термоядерных реакций. Уровень плотностей энергии, который необходимо достичь при таком сжатии, соответствует давлениям в десятки мегабар.

Для своего развития система МАГО должна опираться на результаты исследований в разных областях физики высоких плотностей энергии. С другой стороны, сами исследования в рамках системы МАГО обогащают разделы физики высоких плотностей энергии и дают новые методы исследований.

Введение

Область исследований, известная как МАГО (аббревиатура от МАГнитное Обжатие) в России и как МТФ (синтез замагниченных мишеней) в США, является альтернативой основным подходам управляемого термоядерного синтеза (системам с магнитным удержанием и инерциальному термоядерному синтезу – ИТС). В отличие от прямого гидродинамического сжатия первоначально холодного топлива (как в ИТС) подход МАГО/МТФ [1–5] состоит из двух стадий:

1) вначале создается замагниченная горячая плазма, пригодная для последующего сжатия (с магнитным полем $\sim 0,1$ МГс, имеющим замкнутую конфигурацию силовых линий, с плотностью $\sim 10^{18}$ см $^{-3}$, температурой ~ 300 эВ и достаточно малым содержанием примесей, поскольку они могут увеличивать потери на излучение);

2) затем с помощью мощных драйверов (например, взрывомагнитных генераторов – ВМГ) производится квазиадиабатическое сжатие плазмы лайнерами (со скоростями порядка 1 см/мкс) и доведение ее до параметров, соответствующих выполнению критерия Лоусона.

Общая схема системы МАГО представлена на рис. 1.

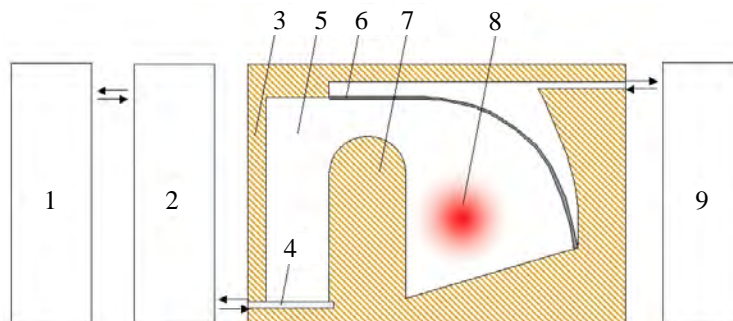


Рис. 1. Схема сжатия плазмы МАГО: 1 – быстрый спиральный ВМГ, 2 – узел формирования импульса тока, 3 – катод, 4 – изолятор, 5 – камера МАГО, 6 – лайнер для сжатия плазмы, 7 – анод, 8 – предварительно нагретая замагниченная плазма, 9 – мощный дисковый ВМГ

Основные характеристики и высокие плотности энергии в системе МАГО

В РФЯЦ-ВНИИЭФ был предложен способ получения термоядерной замагниченной плазмы с помощью специальной плазменной камеры МАГО [1, 3]. В экспериментах с запиткой камеры МАГО от ВМГ мегаджоулевого диапазона получена плазма с килоэлектронвольтными температурами при нейтронном выходе до $(4-5) \cdot 10^{13}$ в импульсе.

Камера МАГО состоит из двух тороидальных отсеков, соединенных узким кольцевым соплом (см. рис. 1). Камера заполняется малоплотным газом (дейтерием или ДТ-газом). Предполагается, что создано начальное азимутальное магнитное поле.

При включении основного, сравнительно быстрого источника тока плазма под действием нарастающего магнитного поля перетекает через сопло из первого отсека во второй и нагревается в процессе торможения за счет различных механизмов, которые переводят большую часть магнитной энергии в тепловую энергию плазмы.

Основываясь на результатах экспериментов и расчетов, можно сделать вывод, что в камере МАГО в объеме $\sim 1-3$ л получена ДТ-плазма со следующими характерными параметрами:

плотность	$\sim 10^{18} \text{ см}^{-3}$,
температура	$\sim 300 \text{ эВ}$,
магнитное поле	$\sim 0,2 \text{ МГц}$,
нейтронный выход	до $(4-5) \cdot 10^{13}$.

Согласно [1, 3] для достаточно чистой плазмы зажигание можно получить, используя систему сжатия с энергией лайнера ~ 20 МДж и скоростью лайнера ~ 1 см/мкс. В совместном российско-американском (ВНИИЭФ–ЛАНЛ) эксперименте HEL-1 был получен лайнер с близкими параметрами: энергия ~ 25 МДж, скорость $\sim 0,8$ см/мкс [6].

В одномерном квазисферическом расчете сжатия плазмы МАГО твердотельным лайнером с параметрами, характерными для эксперимента HEL-1, получены следующие интегральные характеристики плазмы при сжатии:

максимальная внутренняя энергия	3,1 МДж,
плотность ДТ-плазмы	$3,9 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$,
плотность энергии	2 МДж/см^3 ,
нейтронный выход	$3 \cdot 10^{18}$,
термоядерное энерговыделение	8,9 МДж.

ДТ-плазма в камере МАГО пригодна для зажигания при ее квазисферическом сжатии, если она живет 5–10 мкс. Однако полученные в настоящее время в экспериментах данные говорят о времени жизни плазмы $\sim 2-3$ мкс.

Синтез с замагниченной мишенью (MTF), использующий конфигурацию с обращенным полем (FRC)

FRC содержит полоидальное магнитное поле с замкнутыми силовыми линиями внутри цилиндрически симметричной плазмы и разомкнутыми силовыми линиями между плазмой и удерживающей стенкой (рис. 2, см. также цв. вкл.). Такая конфигурация создается в разряде типа тетапинча и имеет ряд преимуществ. Одно из них состоит в том, что β (отношение теплового давления к магнитному) плазмы сравнительно велико, и время жизни плазмы может составлять много альфвеновских времен, хотя причины этого не вполне ясны. Другим преимуществом является то, что при радиальном сжатии эффективное натяжение магнитных силовых линий будет вызывать также аксиальное сжатие плазмы.

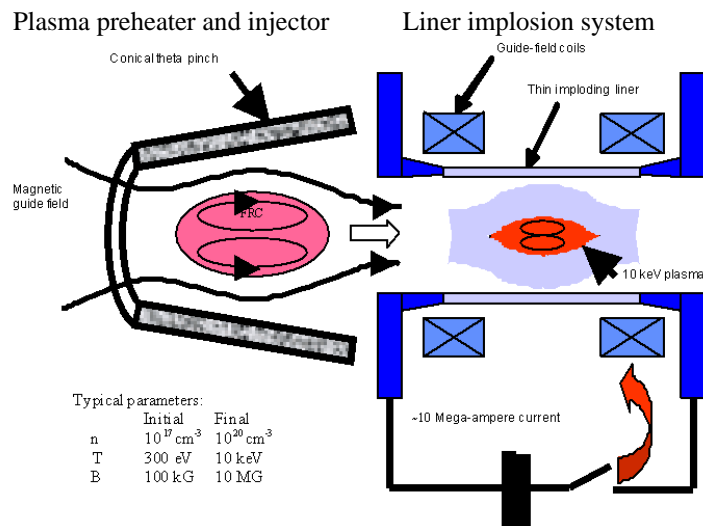


Рис. 2. Формирование и сжатие FRC как мишени MTF [7]

Несколько американских лабораторий (включая Военно-воздушную лабораторию, ЛАНЛ и др.) совместно работают над демонстрационным экспериментом по сжатию FRC твердотельным лайнером [7–9]. Основной источник энергии – батарея Shiva Star. В экспериментах получена FRC с плотностью $\sim 0,5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, температурой 200–300 эВ, магнитным полем $\sim 6 \text{ кГс}$, размером $\sim 2 \text{ см}$ и временем жизни 7–9 мкс. Экспериментально исследован алюминиевый лайнер, предлагаемый для сжатия плазмы. В этих экспериментах лайнер, разгоняемый током $\sim 11 \text{ МА}$ с временем нарастания 10 мкс, достиг скорости 4 км/с (плотность энергии $\sim 0,02 \text{ МДж/см}^3$) и радиального сжатия (степени схождения по радиусу) 11 при хорошей симметрии. Проведены эксперименты по транспортировке, инжекции и захвату FRC. Выполнен первый эксперимент по инжекции и сжатию FRC лайнером [10]. Получены первые нейтроны ($\sim 10^8$) при сжатии.

Применение методов подхода МАГО/MTF для исследований в области физики высоких плотностей энергии

Как видно, для различных систем МАГО/MTF характерны высокие плотности энергии. Это позволяет использовать знания и методы, полученные и развитые при разработке этих систем, для различных задач физики высоких плотностей энергии. В числе таких задач – исследование динамических свойств материалов [11] (уравнений состояния, динамической прочности и др.), исследование поверхностных разрядов в сильных магнитных полях (включая разряды на поверхности изолятора и взаимодействие магнитных полей с поверхностью металла), исследование гидродинамических и магнитогидродинамических неустойчивостей, изучение поведения гидродинамических и магнитогидродинамических течений для калибровки численных методик, а также рассмотрение новых областей физики высоких плотностей энергии, таких как механизмы нагрева плазмы с помощью бесстолкновительных ударных волн, аномального нагрева в приэлектродных плазменных течениях, двумерного турбулентного вязкого нагрева и т. д. Кратко рассмотрим некоторые из этих задач.

1. Проведение экспериментов терапаскального уровня по исследованию уравнений состояния с помощью лайнера системы МАГО

Мощные ВМГ и энергичные лайнеры, разработанные для системы МАГО, а также опыт, полученный при экспериментальном и расчетно-теоретическом изучении лайнерной физики в экспериментах МАГО, можно использовать для исследования уравнений состояния в области высоких плотностей энергии. В настоящее время ЛАНЛ и РФЯЦ-ВНИИЭФ сотрудничают [12] в рамках подготовки эксперимента (рис. 3, см. также цв. вкл.) терапаскального уровня по исследованию уравнений состояния с помощью лайнера, разгоняемого 60 МА током дискового ВМГ. Эксперимент основан на использовании сильных (~6 МГс) магнитных полей, разгоняющих конденсированные лайнеры до скоростей ~20 км/с, превышающих достижимые при прямом использовании ВВ или в газовых пушках.

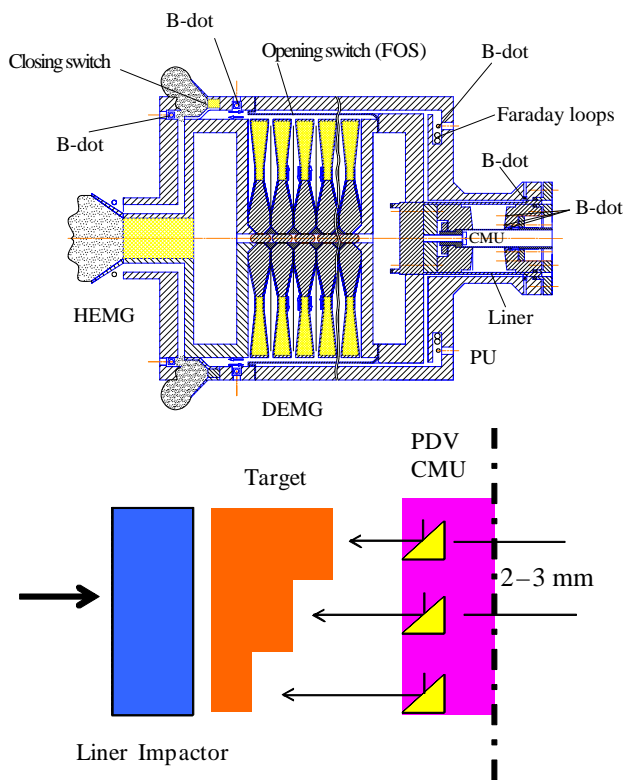


Рис. 3. Схема проведения эксперимента по измерению ударных адиабат [12]

Ожидается, что в эксперименте будут использоваться датчики PDV, размещенные в центральном измерительном узле, для измерения эффективности лайнера как ударника (скорости и синхронности соударения с мишенью) и предварительных ударно-волновых измерений при давлениях ~1 ТПа в нескольких образцах материалов.

Для экспериментов с дисковым ВМГ проведены двумерные расчеты движения лайнера с линейной массой ~20 г/см, разгоняемого до скорости 20 км/с. Удалось подобрать форму торцевых медных стенок, которая обеспечивает (рис. 4, см. также цв. вкл.) удовлетворительную форму внутренней поверхности алюминиевого лайнера перед соударением с мишенью диаметром 2 см.

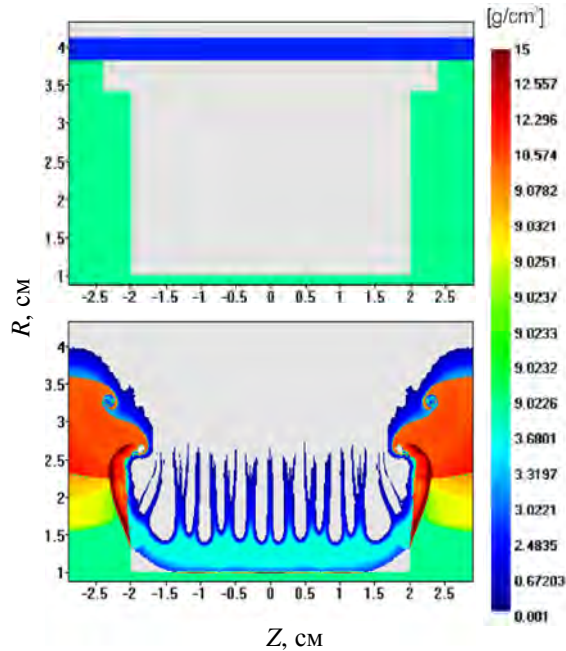


Рис. 4. Импульсия лайнера, взаимодействующего с медными стенками: распределение плотности (расчет по методике МИД)

2. Поверхностные разряды в сильных магнитных полях

При переходе магнитного потока из одной среды в другую могут возникать поверхностные разряды [13]. Если магнитный поток переходит в плазму или изолятор из вакуума (или малоплотной плазмы), такой разряд называется Н-прижатым. Разряд, возникающий при выходе магнитного потока из изолятора, называется Н-отжатым. Для разрядов, возникающих в сильных полях систем МАГО-МТФ, характерны высокие плотности энергии $\sim B^2/8\pi$.

В качестве примеров Н-прижатых разрядов можно привести вакуумный Н-прижатый разряд на поверхности изолятора (рис. 5) и диффузию мегагауссных полей в металл (см. раздел 2.1).

При передаче магнитного потока через поверхность изолятора на ней может возникать пробой, ограничивающий поток энергии, поставляемый через поверхность (Н-отжатый разряд). В этом разряде возникает существенное гидродинамическое движение, выносящее магнитный поток вместе с веществом от поверхности. Часть джоулевого тепла, выделяющегося в разряде, переносится излучением или теплопроводностью к изолятору и превращает его поверхностные слои в плазму. Скорость вытекающей из разряда плазмы, а также ее плотность и температура зависят от величины магнитных полей в неиспаренном изоляторе и на выходе из токового слоя. При этом существует предельная скорость улетающих от изолятора ионизованных паров

$$v_{1\max} = 17 \left(B^2 / 8\pi \right)^{0,156}$$

$v_{1\max}$ – см/мкс, магнитное поле B на входе в разряд – в МГс.

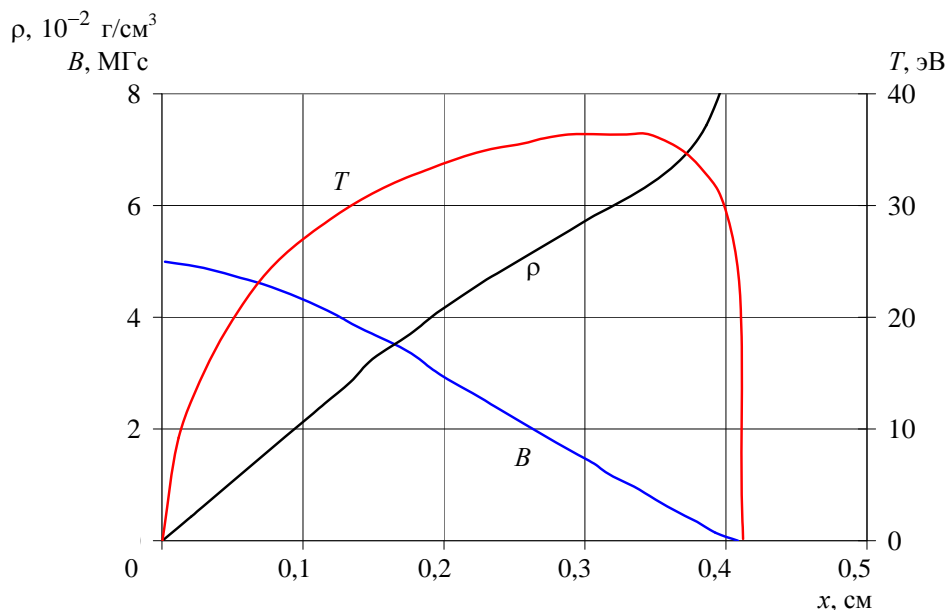


Рис. 5. Профили температуры T , плотности ρ и магнитного поля B для диффузии магнитного поля (5 МГс) в изолятор (плексиглас) на время 1 мкс

Происходящее в разряде испарение изолятора и наличие ионизованных паров, движущихся вместе с магнитными силовыми линиями, может быть вредным, если поставляемый через поверхность магнитный поток используется для разгона лайнеров или плазмы. В первом случае дополнительная масса паров будет утяжелять лайнер и уменьшать его ускорение, а во втором случае пары могут загрязнять плазму примесями изолятора, что имеет существенное значение для подходов, использующих чистую водородную плазму, таких как МАГО и плазменный фокус.

Физику поверхностных разрядов в сильных магнитных полях можно считать отдельным разделом физики высоких плотностей энергии. Знания и методы изучения этих разрядов, приобретенные при разработке системы МАГО, можно использовать для решения различных задач и, конечно, для дальнейшего исследования поверхностных разрядов.

2.1. Поведение толстых алюминиевых проволочек при воздействии мегамперного тока

В Университете Невады, Рино (UNR, Рино, США) при теоретической поддержке РФЯЦ-ВНИИЭФ, проведены экспериментальные исследования [14] взаимодействия мегагауссных магнитных полей с поверхностью металла с использованием простых геометрий (в виде проволочек, нагружаемых магнитными полями). Эта работа проводится в интересах систем МАГО-МТФ, для которых велика роль поверхностных разрядов в сильных магнитных полях. В этих экспериментах ток ~ 1 МА с временем нарастания около 100 нс пропускаться через «толстые» проволочки диаметром от 0,5 до 2 мм, т. е. проволочки с радиусом больше толщины скин-слоя. Численное моделирование [15] экспериментов показало, что в расчетах (в согласии с экспериментом) при полях > 2 МГс на поверхности металла образуется плазма с температурами выше 10 эВ (рис. 6).

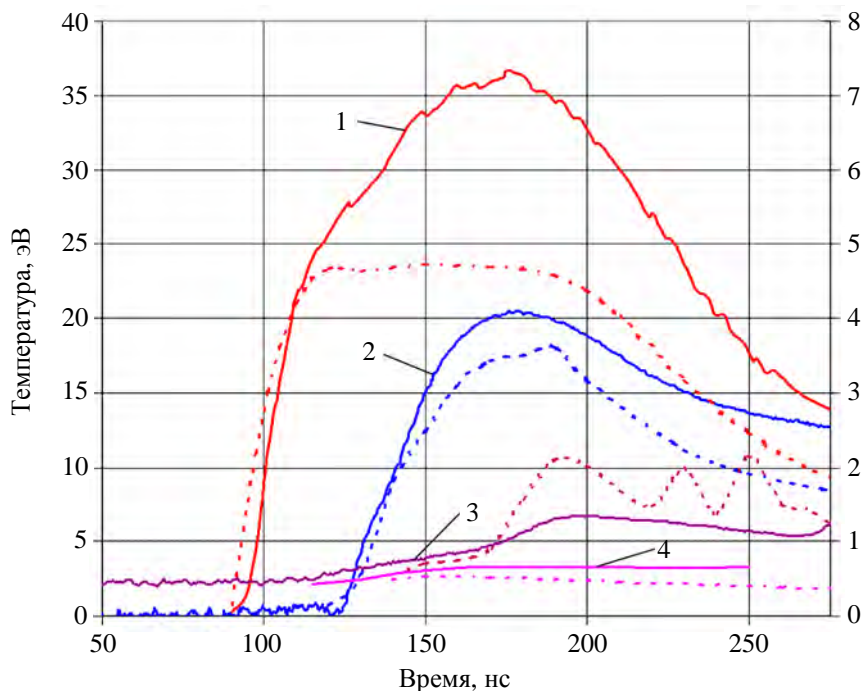


Рис. 6. Экспериментальные (сплошные линии) и расчетные (пунктир) яркостные температуры поверхности проволочек в зависимости от времени. Диаметр проволочек: 1 – 0,5 мм; 2 – 1 мм; 3 – 1,6 мм; 4 – 2 мм. Данные для 1,6 и 2 мм проволочек представлены на правой оси

2.2. Использование простых геометрий (проволочек или фольг, нагружаемых мегаамперными токами) для исследования свойств теплового плотного вещества

Исследования взаимодействия мегагауссных магнитных полей с поверхностью металла с помощью простых геометрий (в виде проволочек, нагружаемых мегаамперными токами, или фольг, нагружаемых мегагауссными магнитными полями) в принципе дают возможность исследования свойств (уравнений состояния, кинетических коэффициентов, непрозрачностей) теплового плотного вещества (ТПВ) ($T \sim 1-10$ эВ, плотность порядка твердотельной) [11]. Простая геометрия проволочек может образовывать очень однородные колонки ТПВ (рис. 7, см. также цв. вкл.), однако измерения его характеристик затруднены горячей плазмой на поверхности. Использование в этой геометрии больших токов (~ 5 МА), получаемых с помощью ВМГ, также дает однородные колонки ТПВ, однако их шунтирование горячей плазмой на поверхности оказывается еще более значительным, чем для мегаамперного тока, используемого в экспериментах UNR.

Для получения теплового плотного вещества с большими возможностями для диагностики плазмы можно использовать электровзрыв металлической фольги, зажатой между двумя цилиндрическими слоями изолятора. Через фольгу протекает ток от спирального ВМГ с узлом разрыва. Фольга расположена на наружном радиусе нагрузки, что может облегчить проведение измерений параметров плазмы. Физическая схема нагрузки в предлагаемом эксперименте приведена на рис. 8.

Как показывают расчеты (рис. 9, см. также цв. вкл.), в такой системе при взрыве медной и алюминиевой фольг можно создать ТПВ с плотностью $> 0,01$ г/см³, температурой $\sim 2-3$ эВ

и достаточно однородным распределением величин по сечению фольги. Нагрев окружающего изолятора не приводит к большому отвлечению тока в разряд по изолятору. Система дает возможность диагностики таких параметров ТПВ, как проводимость, давление и внутренняя энергия, по результатам электротехнических измерений и измерений скорости движения границ взрывающейся фольги.

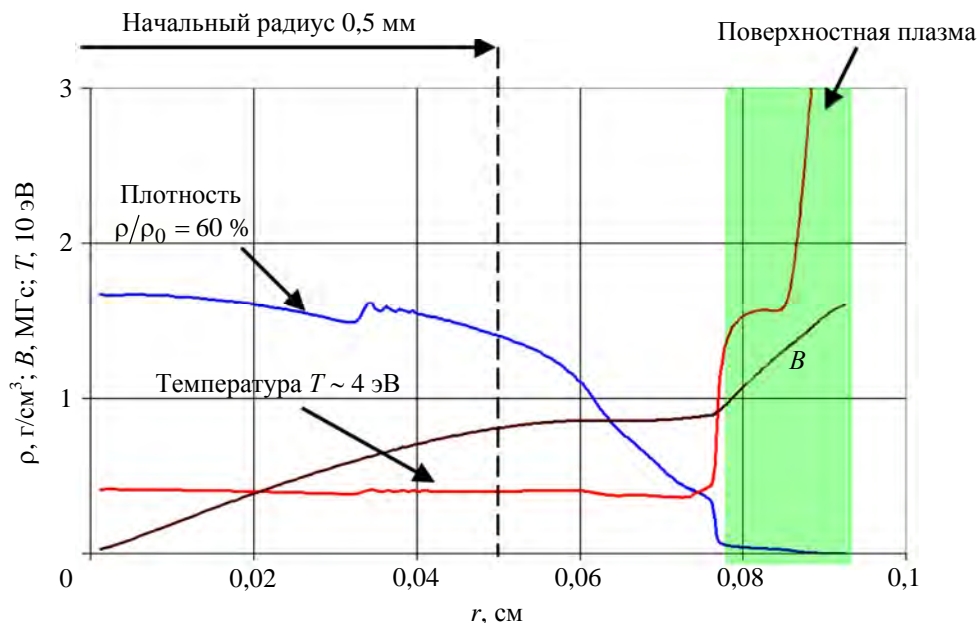


Рис. 7. Профили плотности, магнитного поля и температуры при взрыве алюминиевой проволоки диаметром 1 мм под действием мегаамперного тока на момент времени $t = 200$ нс

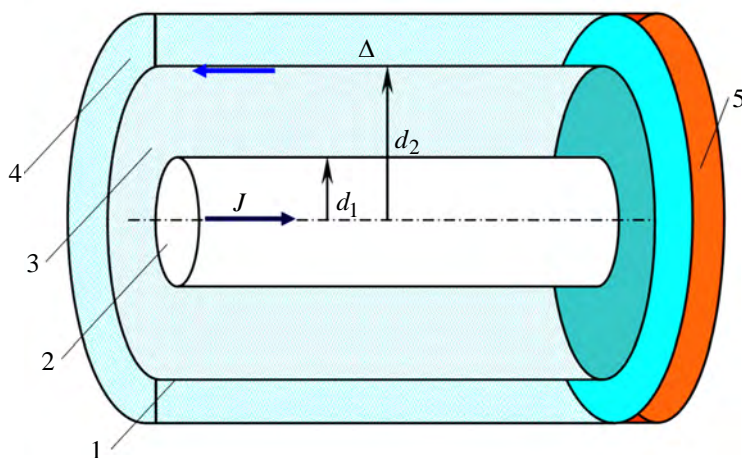


Рис. 8. Физическая схема нагрузки: 1 – фольга; 2 – центральный стержень; 3, 4 – цилиндры из диэлектрика; 5 – торцевой фланец

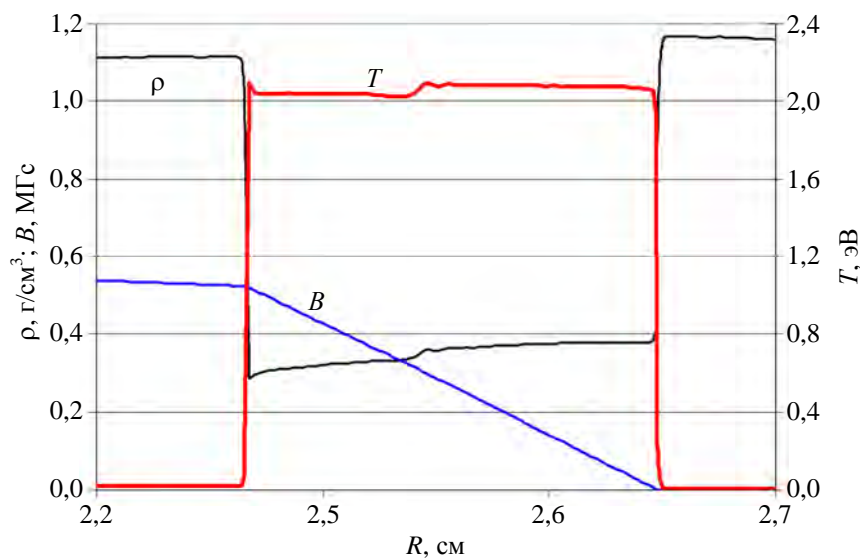


Рис. 9. Распределения магнитогидродинамических величин по сечению взорванной алюминиевой фольги, $t = 5,5$ мкс

3. Исследование гидродинамических и магнитогидродинамических неустойчивостей при высоких плотностях энергии

Исследование физики лайнеров, которые являются существенным элементом системы МАГО, показывает, что изучение их движения можно использовать для исследования гидродинамических и магнитогидродинамических неустойчивостей. Вопросы устойчивости при наличии прочности материала являются достаточно тонкими и чувствительно зависят от условий и параметров разгона лайнеров. Так, например, на установке Shiva Star (эксперименты NTLX) и Atlas (эксперименты HF и LD) были проведены схожие по условиям эксперименты [16, 17]: начальные радиусы лайнеров одинаковы, а толщины лайнеров, максимальные токи и характерные времена изменения токов – близки. Однако рентгенограммы этих лайнеров показали для экспериментов NTLX и HF довольно умеренное или слабое развитие неустойчивости, а для эксперимента LD – очень сильное (рис. 10, см. также цв. вкл.).

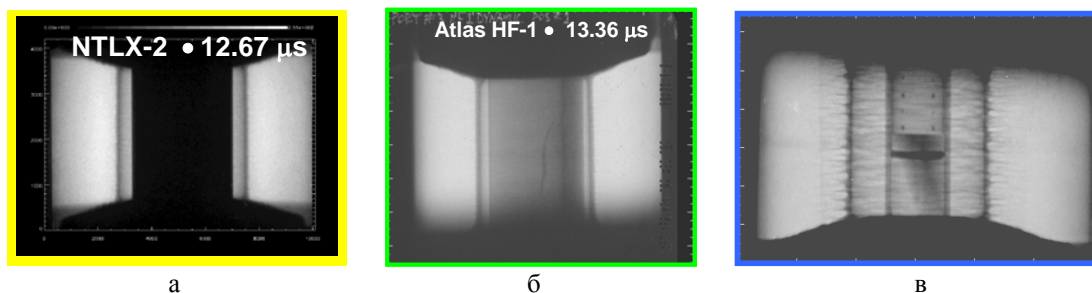


Рис. 10. Радиографические изображения в экспериментах NTLX (а), HF (б), LD (в)

Хотя расчетное моделирование такого тонкого отличия в экспериментах было трудной задачей, результаты тщательных двумерных расчетов [18] показали, что и в расчетах NTLX и HF неустойчивости развивались довольно умеренно, а в расчете LD очень сильно (рис. 11, см. также цв. вкл.).

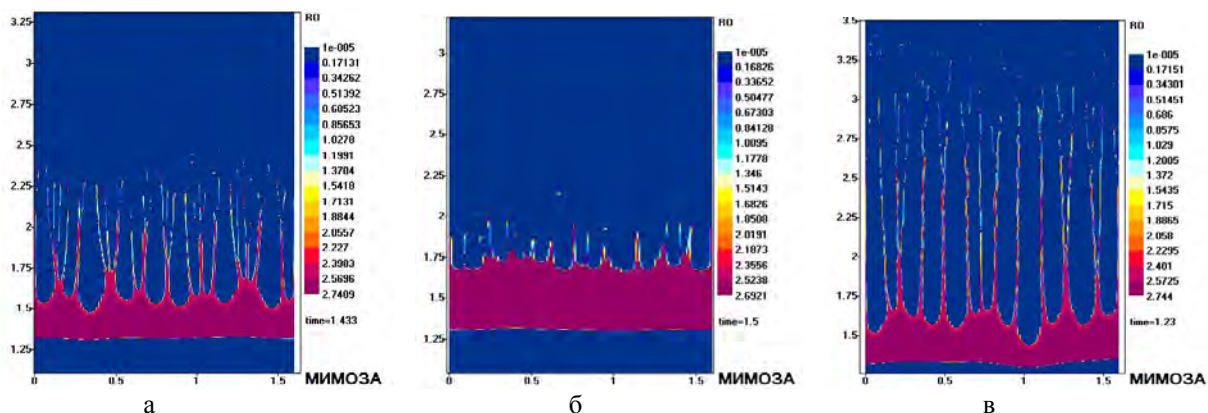


Рис. 11. Распределения плотности лайнера, полученные в расчетах NTLX (а), HF (б) и LD (в)

4. Механизмы нагрева плазмы (новые области исследований физики высоких плотностей энергии)

При разработке системы МАГО был обнаружен ряд эффектов, приводящих к нагреву плазмы, которые могут представлять интерес для других областей физики высоких плотностей энергии и иметь приложения в разных областях науки и техники. Примерами такого рода эффектов могут служить:

- поперечные ударные волны, состояние плазмы за фронтом которых зависит от процессов на фронте волны. Среди них можно выделить: 1) ионизирующие ударные волны [19], в которых вмороженность магнитного поля в вещество определяется процессами в окружающей плазме (воздействие излучения со стороны окружающей плазмы) и на фронте; и 2) бесстолкновительные ударные волны [20], состояние плазмы в которых определяется бесстолкновительной кинетикой на фронте волны, для них характерно зависящее от числа Маха соотношение электронных и ионных температур за фронтом и немаксвелловское распределение ионов;

- приэлектродный аномальный вязкий нагрев [21]. При ускорении плазмы магнитным полем она разрежается вблизи анода из-за эффекта Холла, что в результате действия лоренцевой силы приводит к ее дополнительному ускорению. Учет столкновений плазмы со стенкой приводит к неустойчивости движения струи плазмы и ее повороту в сторону анода [22]. В результате высокоскоростная ионная струя сталкивается со стенкой, что приводит к нагреву ионов до высоких температур. Поскольку эта плазма разрежена, нагреваемые ионы приобретают немаксвелловское распределение;

- двумерный турбулентный вязкий нагрев. Для осесимметричных течений плазмы в азимутальном магнитном поле возникающая турбулентность может быть двумерной, поскольку магнитное поле препятствует изгибанию силовых линий и появлению соответствующих движений.

В отличие от трехмерного случая, поскольку диссипация энергии двумерной турбулентности не связана с передачей энергии к малым масштабам, для расчетов плазменных течений в магнитном поле необходимо правильно описывать физические механизмы, приводящие к диссипации (физическую вязкость) [23]. Реально это должно приводить к большим временам релаксации турбулентного движения.

Заключение

К настоящему времени накоплен большой экспериментальный и расчетно-теоретический материал, позволивший понять основные физические процессы, определяющие работу системы МАГО.

В отсеке дожатия удастся создать плазму, нагретую до температуры 0,3 кэВ при плотности 10^{18} см^{-3} . Время существования подогретой плазмы порядка 2–3 мкс. Для экспериментов по сжатию подогретой плазмы требуется 5–10 мкс.

В лайнерных экспериментах с ВМГ достигнуты характеристики лайнера, необходимые для достижения зажигания: энергия ~25 МДж, скорость ~0,8 см/мкс.

Развитие систем МАГО-МТФ должно опираться на результаты исследований в области физики высоких плотностей энергии, а именно на данные по уравнениям состояния (в том числе для неидеальной плазмы и плотной теплой материи), коэффициентам, определяющим взаимодействие излучения с веществом (в том числе коэффициентам непрозрачности для плотной многозарядной плазмы), кинетическим коэффициентам (в том числе по электропроводности неидеальной плазмы), данные по ударным волнам и их структуре (в том числе бесстолкновительным ударным волнам), данные по взаимодействию сверхсильных (мегагауссных) магнитных полей с веществом и поверхностным разрядам в таких полях, результаты исследований различных гидродинамических и магнитогидродинамических неустойчивостей и т. д.

Методы и многие элементы, развитые в системах МАГО-МТФ, можно использовать для различных задач физики высоких плотностей энергии, например для исследований динамических свойств материалов (уравнений состояния, динамической прочности, явлений разрушения и др.), поверхностных разрядов в сильных магнитных полях (включая разряды на поверхности изолятора и взаимодействие сильных магнитных полей с поверхностью металла), гидродинамических и магнитогидродинамических неустойчивостей, изучения поведения различных гидродинамических и магнитогидродинамических течений для калибровки численных методик; с их помощью можно исследовать и развивать новые области физики высоких плотностей энергии, такие как механизм нагрева плазмы с помощью бесстолкновительных ударных волн, аномальный нагрев в приэлектродных плазменных течениях, двумерный турбулентный вязкий нагрев и т. д.

Список литературы

1. Буйко А. М., Гаранин С. Ф., Губков Е. В. и др. Магнитогидродинамические расчеты нагрева замагниченной плазмы ударной волной при сверхзвуковом истечении из сопла // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Методики и программы численного решения задач математической физики. 1983. Вып. 3(14). С. 30–32.

2. Lindemuth I. R., Kirkpatrick R. C. Parameter space for magnetized fuel targets in inertial confinement fusion // *Nuclear Fusion*. 1983. Vol. 23, N 3. P. 263–284.
3. Buyko A. M., Chernyshev V. K., Demidov V. A., et al. Investigations of thermonuclear magnetized plasma generation in the magnetic implosion system MAGO // *Dig. Tech. Papers. 9th IEEE Int. Pulsed Power Conf.* / Eds. K. Prestwich, W. Baker. – New York: IEEE, 1993. Vol. 1. P. 156–162.
4. Garanin S. F., Mamyshev V. I., Yakubov V. B. The MAGO system: current status // *IEEE Trans. Plasma Sci.* 2006. Vol. 34, N 5. Part III. P. 2273–2278.
5. Lindemuth I. R., Siemon R. E. The fundamental parameter space of controlled thermonuclear fusion // *Am. J. Phys.* 2009. Vol. 77, N 5. P. 407–416.
6. Faehl R. J., Anderson B. G., Clark D. A. et al. Results of a 100-megaampere liner implosion experiment // *IEEE Trans. Plasma Sci.* 2004. Vol. 32, N 5. Part I. P. 1972–1985.
7. Degnan J. H., Cavazos T., Clark D. et al. On research on magnetic pressure implosion of long cylindrical liners, suitable for subsequent compression of the Field Reversed Configuration type of compact toroids // *Proc. IX Int. Conf. on Megagauss Magnetic Field Generation and Related Topics* / Eds. V. D. Selemir, L. N. Plyashkevich. – Sarov: VNIIEF, 2004. P. 730-737.
8. Frese M. H., Frese S., Marklin G. et al. FRC plasma formation for Magnetized Target Fusion // *Ibid.* P. 672–677.
9. Grabovski C., Degnan J., Babineau M. et al. FRC compression heating experiment (FRCHX) at AFRL // *Dig. Tech. Papers of Pulsed Power & Plasma Science 2007 Conf.* / Eds. E. Echamiloglu, F. Peterkin in Cooperation with IEEE Nucl. Plasma Sci. Society. Vol. 2. P. 1728–1731.
10. Degnan J. H., Adamson P., Amdahl D. J. et al. Field Reversed Configuration (FRC) formation and compression // *Proc. XIII Int. Conf. on Megagauss Magnetic Field Generation and Related Topics*. Suzhou, China, 2010 / Eds. Sun Chengwei, Liu Cangli. – Press of National University of Defense Technology, 2012. P. 553–563.
11. Reinovsky R. E., Atchison W. L., Rousculp C. L. et al. Pulsed high magnetic fields for exploring the dynamic properties of materials // *Ibid.* P. 44–45.
12. Buyko A. M., Garanin S. F., Gorbachev Yu. N., et al. Explosive magnetic liner devices to produce shock pressures up to 3 TPa // *Dig. Tech. Papers of IEEE Pulsed Power Conf.* Washington, USA, 2009. P. 215–220.
13. Garanin S. F. Surface discharges in strong magnetic fields // *IEEE Trans. Plasma Sci.* 2010. Vol. 38, N 8. Part I. P. 1850–1855.
14. Awe T. J., Bauer B. S., Fuelling S., Siemon R. E. Threshold for thermal ionization of an aluminum surface by pulsed megagauss magnetic field // *Phys. Rev. Lett.* 2010. Vol. 104, N 3. P. 035001.
15. Garanin S. F., Kuznetsov S. D., Atchison W. L. et al. Numerical simulations of thick-aluminum-wire behavior under megaampere-current drive // *IEEE Trans. Plasma Sci.* 2010. Vol. 38. P. 1815–1821.
16. Reinovsky R. E., Anderson W. E., Atchison W. L. et al. Pulsed power hydrodynamics: a new application of high magnetic field // *Proc. IX Int. Conf. Megagauss Magnetic Field Generation and Related Topics* / Eds. V. D. Selemir, L. N. Plyashkevich. – Sarov: VNIIEF, 2004. P. 696–705.

17. Atchison W. L., Faehl R. J., Lindemuth I. R. et al. Dependence of solid liner stability on drive conditions during magnetic implosion // *Ibid.* P. 710–717.
18. Buyko A. M., Garanin S. F., Karmishin D. V. et al. Analysis of the liner stability in various experiments // *IEEE Trans. Plasma Sci.* 2008. Vol. 36. P. 4–9.
19. Великович А. Л., Либерман М. А. Физика ударных волн в газах и плазме. – М.: Наука, 1987.
20. Гаранин С. Ф., Голубев А. И., Исмаилова Н. А. Двумерное моделирование перпендикулярной бесстолкновительной ударной волны // *Физика плазмы.* 2000. Т. 26, № 5. С. 426–433.
21. Гаранин С. Ф. Приэлектродные слои, возникающие при ускорении замагниченной плазмы // *Физика плазмы.* 2000. Т. 26, № 4. С. 309–317.
22. Garanin S. F., Golubev A. I., Ismailova N. A. Boundary layer formation in a flow of collisionless magnetized plasma // *Proc. of the 13th Int. Conf. on High-Power Particle Beams (BEAMS 2000)* / Eds. K. Yatsui, W. Jiang. – Nagaoka University of Technology, 2001. P. 68–71.
23. Гаранин С. Ф., Амеличева О. А., Буренков О. М. и др. Релаксация двумерного МГД течения поперек магнитного поля (двумерного гидродинамического течения) в ограниченной области // *ЖЭТФ.* 2003. Т. 124, № 1(7). С. 70–79.

High Energy Densities and Magnetic Compression

S. F. Garanin

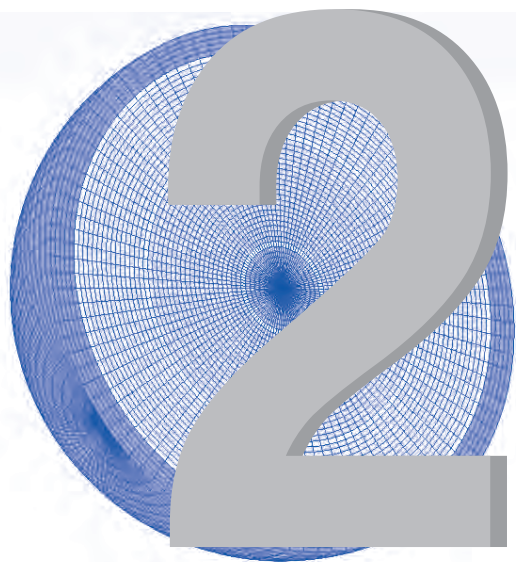
MAGO/MTF approach presumes preliminary heating of the magnetized DT plasma up to the temperatures of 0.2–0.4 keV followed by adiabatic plasma compression with the liner in order to reach the ignition of thermonuclear reactions. The level of energy densities to be reached at such compression corresponds to the level of pressure of dozens of megabars.

MAGO system for its development should rely on the results of the research in different areas of high-density physics. On the other hand, the research itself within MAGO-system enriches high-density physics areas and provides new methods for the investigations.

СОДЕРЖАНИЕ

<i>Методика САТУРН-2005. Математические модели, алгоритмы и программы решения многомерных задач переноса частиц и энергии.....</i>	<i>40</i>
<i>Методика численного моделирования двумерных течений дисперсных сред на лагранжево-эйлеровых расчетных сетках</i>	<i>58</i>
<i>Реализация метода расчета вязкой несжимаемой жидкости с использованием многосеточного метода на основе алгоритма SIMPLE в пакете программ ЛОГОС.....</i>	<i>74</i>
<i>Учет неразрешенных резонансов при решении уравнения переноса нейтронов методом Монте-Карло.....</i>	<i>90</i>
<i>Методика моделирования анизотропии рассеяния нейтронов в P_n-приближении</i>	<i>100</i>
<i>Методика пересчета газодинамических величин с одной регулярной трехмерной сетки на другую с учетом восстановленных границ раздела веществ в смешанных ячейках.....</i>	<i>116</i>

РАЗДЕЛ



**МАТЕМАТИЧЕСКОЕ
МОДЕЛИРОВАНИЕ
ФИЗИЧЕСКИХ
ПРОЦЕССОВ**

УДК 519.6

Методика САТУРН-2005. Математические модели, алгоритмы и программы решения многомерных задач переноса частиц и энергии

А. В. Алексеев, И. М. Беляков,
А. И. Бочков, В. В. Евдокимов,
Е. А. Ириничев, В. Ю. Морозов,
А. Н. Москвин, А. А. Нуждин,
М. П. Пепеляев, В. Ю. Резчиков,
В. В. Сучкова, Р. М. Шагалиев,
Э. Ш. Шарифуллин, Т. В. Шемякина,
В. А. Шумилин

Дано краткое описание методики САТУРН, предназначенной для численного решения двумерных и трехмерных стационарных и нестационарных задач переноса нейтронов и нелинейных задач переноса энергии фотонами, ионами, электронами и быстрыми заряженными частицами. Решение уравнения переноса выполняется в кинетическом или диффузионном приближении.

Методика САТУРН ориентирована на применение современных многопроцессорных суперЭВМ с распределенной памятью. Изложены базовые положения методики. Формулируются физико-математические модели и математические методы, используемые для решения отмеченных классов многомерных задач, а также алгоритмы распараллеливания.

Введение

Методика САТУРН-2005 [1] (далее – САТУРН), созданная в 2005 г., является развитием методики САТУРН-3 [2] и предназначена для численного решения на многопроцессорных суперЭВМ следующих классов многомерных (двумерных и трехмерных) задач:

- нестационарных многогрупповых задач переноса нейтронов с учетом кинетики нейтронно-ядерного и термоядерного взаимодействия;
- нестационарных нелинейных многогрупповых задач переноса энергии тепловым излучением и электронами с учетом неравновесности процессов взаимодействия между излучением и средой, а также между электронами и ионами, в том числе задач тяжелоионного и лазерного термоядерного синтеза;
- стационарных многогрупповых задач расчета критических параметров;
- переноса гамма-квантов с возможностью учета процесса переноса энергии гамма-квантами;

– переноса быстрых заряженных частиц (протон, дейтрон, тритон, ядро He^3 , α -частица) с возможностью учета реакций *на лету*.

Совершенствование вычислительной техники, развитие технологий программирования, создание новых методов математического моделирования и т. п. потребовали разработки новой версии методики САТУРН. В работе рассматриваются особенности программной организации, приводится обзор основных физических процессов, моделирование которых выполняется с помощью данной методики, рассматриваются основные методы численного решения и алгоритмы распараллеливания.

Особенности организации

Программная организация современной версии методики САТУРН основывается на следующих принципах:

- численное решение задачи по итерационной схеме раздельного счета по отдельным математическим (счетным) областям с обменом внутренними граничными условиями;
- возможность задания в разных областях разных сеток по всем переменным фазового пространства при дискретизации дифференциальных уравнений;
- учет в каждой математической области заданной совокупности физических процессов в различных физико-математических приближениях;
- многоуровневая организация счета по процессам.

Ориентация методики САТУРН на эффективную реализацию на ЭВМ с массовым параллелизмом потребовала создания гибкой и масштабируемой структуры данных, удобной для программирования и отладки. Дополнительную сложность представляет большое число массивов разных размерностей и типов (на данный момент их около 800); при этом поточечные массивы имеют разную кратность. В зависимости от типа расчета используются те или иные группы массивов в различных комбинациях.

При разработке структуры данных использовались следующие основные принципы:

1. Идентификация массивов, параметров и прочих объектов производится по символьному имени, а расчет длин массивов выполняется автоматически по символьным формулам.
2. Массивы объединены в списковые структуры. Для каждого массива кроме символьного имени хранятся размерность, тип, символьная формула длины, фактическая длина, контрольная сумма и др.
3. Динамическое выделение памяти. Память под каждый массив выделяется по мере использования. При необходимости есть возможность в процессе счета увеличить или уменьшить память, занимаемую каждым массивом, что актуально, например, при работе с неструктурированными сетками.
4. Добавление нового массива или параметра не влечет дополнительного программирования, вся информация поступает в качестве входных данных из эталонных таблиц.
5. Доступ к каждому массиву, параметру и прочим элементам структуры данных происходит через специальные сервисные программы. Управляющие программы работают со структурой данных посредством сервисных программ. Счетные программы работают с данными через формальные параметры.

Программная организация методики САТУРН основана на модульном принципе. По назначению модули подразделяются на управляющие программы методики, модули расчета начальных данных, модули управления счетом, приказы, рабочие (счетные) модули, сервисные программы различного назначения. В зависимости от типа решаемой задачи в процессе счета участвуют те или иные счетные модули, предназначенные для моделирования различных физических процессов в разных приближениях.

Наборы программ в совокупности с используемыми данными, предназначенные для моделирования соответствующих физических процессов, называются процессами методики САТУРН. При проведении расчета процессы вызываются в соответствующей данному типу задачи последовательности на своей пространственно-временной сетке. Для организации управления счетом реализовано объединение процессов в уровни. Процессы, которые считаются на одинаковых пространственно-временных сетках, относятся к одному уровню. Процессы более низкого уровня могут выполнять несколько временных шагов в одном шаге верхнего уровня.

Управляющий счетом модуль работает формально по схеме расчета, которая содержит информацию о том, какие процессы на каких уровнях и в какой последовательности должны быть вызваны для данного типа задачи. Схемы расчета для всех типов задач хранятся в текстовом виде в эталонных таблицах. Также в схеме расчета определяется стандартная для этого типа задачи тактика счета.

Классы решаемых задач и физико-математические приближения

Двумерные и трехмерные задачи переноса нейтронов в многогрупповом кинетическом приближении

Цилиндрическая система координат. Унифицированное пространственно-двумерно-трехмерное кинетическое уравнение переноса нейтронов в многогрупповом приближении записывается в цилиндрической системе координат следующим образом [3]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{N_i}{v_i} \right) + \frac{\partial}{r \partial r} \left(r \sqrt{1 - \mu^2} N_i \cos \varphi \right) + \frac{\partial}{\partial z} (\mu N_i) - \frac{\partial}{\partial \varphi} \left(\frac{\sqrt{1 - \mu^2} N_i \sin \varphi}{r} \right) + \\ + (d - 2) \frac{\partial}{\partial \Phi} \left(\frac{\sqrt{1 - \mu^2} N_i \sin \varphi}{r} \right) + \alpha_i N_i = F_i, \end{aligned} \quad (1)$$

$$F_i = \left[\left(\sum_{j=1}^g \beta_{ij} n_j^{(0)} \right) G_i + \frac{1}{2(d-1)\pi} Q_i \right], \quad n_i^{(0)} = \int_{-1}^1 d\mu \int_0^{2(d-1)\pi} N_i d\varphi. \quad (2)$$

Здесь d – пространственная размерность задачи (2 – двумерная, 3 – трехмерная задача); $i = \overline{1, g}$ – номер энергетической группы, g – число групп; t – время; z, r, Φ – цилиндрические координаты положения нейтронов в пространстве; $v_i(z, r, \Phi, t)$ – скорость нейтронов; $\alpha_i(z, r, \Phi, t)$ – коэффициент поглощения нейтронов; $G_i(z, r, \Phi, t, \theta, \varphi)$ – функция, учитывающая анизотропию рассеяния нейтронов; $\beta_{ij}(z, r, \Phi, t)$ – матрица размножения нейтронов; $Q_i(z, r, \Phi, t)$ – внешний источник нейтронов; $N_i = N_i(z, r, \Phi, t, \theta, \varphi)$ – плотность потока нейтронов в точке (z, r, Φ, t) , летящих в направлении $\vec{\Omega}$; $\vec{\Omega}(\mu, \varphi)$ – единичный вектор в направлении полета нейтрона; $\mu = \cos \theta$, θ – угол между $\vec{\Omega}$ и осью симметрии \vec{z} ; φ – угол между проекцией вектора $\vec{\Omega}$ на плоскость, проходящую через точку (z, r, Φ) перпендикулярно оси \vec{z} , и вектором, соединяющим точки $(z, 0, \Phi)$ и (z, r, Φ) .

Система (1)–(2) решается в области фазового пространства $D = \{(r, z) \in L(\Phi), \Phi_1 \leq \Phi \leq \Phi_2, -1 \leq \mu \leq 1, 0 \leq \varphi \leq (d-1)\pi\}$, где $L(\Phi)$ – сечение тела вращения плоскостью, проходящей через ось симметрии \vec{z} ; Φ_1, Φ_2 – ограничивающие область решения сечения: $\Phi_1 = \text{const}, \Phi_2 = \text{const}, 0 \leq \Phi_1 \leq \Phi_2 \leq 2\pi$.

Начальное условие:

$$N_i(z, r, \Phi, t, \mu, \varphi)|_{t=0} = N_i^0(z, r, \Phi, \mu, \varphi). \quad (3)$$

Граничное условие ставится на внешней поверхности в виде потока частиц, входящих в тело, при $(\vec{\Omega}\vec{n}) < 0$ в виде:

$$N_i(z, r, \Phi, t, \mu, \varphi)|_{(z, r) \in \Gamma(\Phi)} = \psi_i(z_\Gamma, r_\Gamma, \Phi, t, \mu, \varphi), \quad (4)$$

где $\Gamma = \Gamma(\Phi)$ – образующая тела вращения; \vec{n} – внешняя нормаль к поверхности тела вращения; $\psi_i(z_\Gamma, r_\Gamma, \Phi, t, \mu, \varphi)$ – заданная функция (поток).

В случае $\Phi_1 = 0, \Phi_2 = 2\pi$ граничных условий (4) достаточно для корректной постановки задачи. В случае наличия в трехмерном теле выреза необходимо задать также граничные условия на торцах, т. е. при $\Phi = \Phi_1$ и $\Phi = \Phi_2$.

Наряду с уравнением (1) вводится уравнение, полученное из (1) при $\varphi = \pi$:

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{N_i}{v_i} \right) - \frac{\partial}{r \partial r} \left(r \sqrt{1-\mu^2} N_i \right) + \frac{\partial}{\partial z} (\mu N_i) + \frac{\sqrt{1-\mu^2} N_i}{r} + \alpha_i N_i = F_i. \quad (5)$$

Уравнение (5) используется как дополнительное граничное условие.

Построенную систему разностных уравнений необходимо также дополнить внутренними граничными условиями при $r = 0$. Они описываются уравнением

$$\cos \varphi N_i - \frac{\partial}{\partial \varphi} (N_i \sin \varphi) + (d-2) \frac{\partial}{\partial \Phi} (N_i \sin \varphi) = 0. \quad (6)$$

В случае необходимости система (1)–(6) решается совместно с системой уравнений кинетики нейтронно-ядерного взаимодействия. Уравнения переноса в двумерной (осесимметричной) геометрии вытекают из (1)–(6) в предположении, что отсутствует зависимость функций, граничных и начальных условий от переменной Φ .

Сферическая система координат. При решении многомерных задач с оптически тонкими областями и сильно локализованными источниками DS_n -схемы выдают решения с нефизическими осцилляциями, известными как *лучевые эффекты* [4]. Использование подробных угловых сеток хоть и позволяет уменьшить лучевые эффекты, но ведет к существенному удорожанию расчетов.

Одним из путей минимизации лучевых эффектов, возникающих при решении двумерных осесимметричных задач переноса, и повышения тем самым точности расчетов является применение метода решения, основанного на записи уравнения переноса в сферической системе координат [5]. Особенностью этой формы записи уравнения является использование подвижного базиса угловой системы координат, отвечающей за направления полета нейтронов.

Двумерное нестационарное кинетическое уравнение переноса нейтронов в многогрупповом приближении, записанное в сферической системе координат, имеет следующий вид:

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{N_i}{v_i} \right) + \frac{\mu}{R^2} \frac{\partial (R^2 N_i)}{\partial R} + \frac{\xi}{R \sin \theta} \frac{\partial (N_i \sin \theta)}{\partial \theta} + \frac{1}{R} \frac{\partial \left((1 - \mu^2) N_i \right)}{\partial \mu} - \frac{\text{ctg} \theta}{R} \frac{\partial (\eta N_i)}{\partial \varphi} + \alpha_i N_i = F_i, \quad (7)$$

$$F_i = \left[\left(\sum_{j=1}^g \beta_{ij} n_j^{(0)} \right) G_i + \frac{1}{2\pi} Q_i \right], \quad n_i^{(0)} = \int_{-1}^1 d\mu \int_0^\pi N_i d\varphi. \quad (8)$$

Здесь θ и R – сферические координаты положения нейтронов в пространстве; $R = |\vec{R}|$ – расстояние от точки положения нейтрона до начала координат; θ – угол между радиусом-вектором \vec{R} положения нейтрона и осью \vec{z} ; $N_i = N_i(\theta, R, t, \mu, \varphi)$ – плотность потока нейтронов в точке (θ, R, t) , летящих в направлении $\vec{\Omega}$. Значения остальных переменных соответствуют (1), (2).

На рис. 1 приведена сферическая система координат. Для наглядного понимания связи между сферическими и цилиндрическими координатами* здесь также изображена цилиндрическая система координат. Сферические (R, θ) и цилиндрические (r, z) координаты связаны между собой следующим образом:

$$\theta = \text{arctg} \left(\frac{r}{z} \right), \quad R = \sqrt{z^2 + r^2}.$$

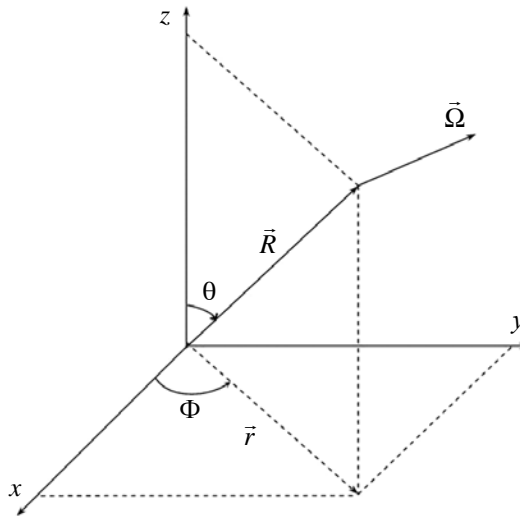


Рис. 1. Сферическая (R, θ, Φ) и цилиндрическая (r, z, Φ) системы координат

С каждой пространственной точкой с координатами (R, θ) для описания направлений полета нейтронов связана угловая система координат с центром в точке (R, θ) , как показано на рис. 2. Направление первой оси этой системы координат совпадает с направлением радиуса-вектора \vec{R} .

*Здесь и далее по тексту следует различать R – расстояние от точки положения частицы до начала координат и r – расстояние от точки нахождения частицы до оси симметрии.

Вторая ось \vec{R}_\perp лежит в плоскости ZR и перпендикулярна \vec{R} : $\vec{R}_\perp = [\vec{R} \times [\vec{R} \times \vec{z}]] = \vec{R}(\vec{R}\vec{z}) - \vec{z}R$.
 Третья ось \vec{z}_\perp перпендикулярна первым двум осям – $\vec{z}_\perp = [\vec{R} \times \vec{R}_\perp]$. Плоскость, перпендикулярную радиусу-вектору \vec{R} , в которой лежат оси \vec{R}_\perp и \vec{z}_\perp , назовем азимутальной, тогда φ – угол между проекцией вектора $\vec{\Omega}$ на азимутальную плоскость и осью \vec{R}_\perp (азимутальный угол); ψ – угол между векторами $\vec{\Omega}$ и \vec{R} (полярный угол); $\mu = \cos\psi$, $\xi = \sqrt{1-\mu^2} \cos\varphi$ и $\eta = \sqrt{1-\mu^2} \sin\varphi$ – направляющие косинусы.

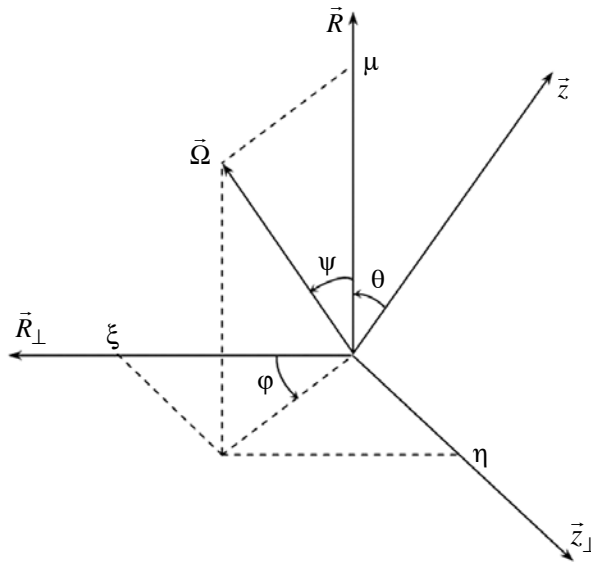


Рис. 2. Угловая система координат

Уравнения (7), (8), дополненные начальными и граничными условиями, аналогичными (3), (4), решаются в области фазового пространства $D = \{(z, r) \in L, -1 \leq \mu \leq 1, 0 \leq \varphi \leq \pi\}$, где область L – половина сечения тела вращения плоскостью, проходящей через ось \vec{z} и образующую Γ .

Кроме этого рассматриваются уравнения, которые используются как дополнительные (внутренние) граничные условия.

При $\theta = 0$ и $\theta = \pi$: $\frac{\partial N_i}{\partial \varphi} = 0$.

При $\mu = -1$: $\frac{\partial \left(\frac{N_i}{v_i} \right)}{\partial t} - \frac{1}{R^2} \frac{\partial (R^2 N_i)}{\partial R} + \frac{2N_i}{R} + \alpha_i N_i = F_i$.

При $\varphi = \pi$: $\frac{\partial \left(\frac{N_i}{v_i} \right)}{\partial t} + \frac{\mu}{R^2} \frac{\partial (R^2 N_i)}{\partial R} + \frac{\xi}{R \sin \theta} \frac{\partial (N_i \sin \theta)}{\partial \theta} + \frac{1}{R} \frac{\partial ((1-\mu^2) N_i)}{\partial \mu} - \frac{N_i \xi \operatorname{ctg} \theta}{R} + \alpha_i N_i = F_i$.

Декартова система координат. Трехмерное нестационарное кинетическое уравнение переноса нейтронов в многогрупповом приближении, записанное в декартовой системе координат, имеет следующий вид [6]:

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{N_i}{v_i} \right) + \sqrt{1-\mu^2} \left(\cos \varphi \frac{\partial N_i}{\partial x} + \sin \varphi \frac{\partial N_i}{\partial y} \right) + \mu \frac{\partial N_i}{\partial z} + \alpha_i N_i = F_i, \quad (9)$$

$$F_i = \left[\left(\sum_{j=1}^g \beta_{ij} n_j^{(0)} \right) G_i + \frac{1}{4\pi} Q_i \right], \quad n_i^{(0)} = \int_{-1}^1 d\mu \int_0^{2\pi} N_i d\varphi. \quad (10)$$

Здесь x, y, z – координаты положения нейтронов в пространстве; $N_i = N_i(x, y, z, t, \mu, \varphi)$ – плотность потока нейтронов в точке (x, y, z, t) , летящих в направлении $\vec{\Omega}$. Значения остальных переменных соответствуют (1), (2).

Уравнения (9), (10), дополненные начальными и граничными условиями, аналогичными (3), (4), решаются в области $D = \{(x, y, z) \in L, -1 \leq \mu \leq 1, 0 \leq \varphi \leq 2\pi\}$.

Двумерные и трехмерные задачи переноса рентгеновского излучения в групповом кинетическом приближении

В методике САТУРН при решении уравнения переноса фотонов используется аналогичная (1), (2) унифицированная запись пространственно-двумерно-трехмерного кинетического уравнения в многогрупповом приближении в цилиндрической системе координат [2]:

$$\frac{1}{c} \frac{\partial \varepsilon_i}{\partial t} + L\varepsilon_i + \chi_{oi} \varepsilon_i = \frac{\chi_{ai}}{2(d-1)\pi} \varepsilon_{ip} + \frac{1}{2(d-1)\pi} \sum_{j=1}^g a_{ij} \chi_{sj} \varepsilon_j^{(0)} + \frac{Q_i}{2(d-1)\pi}, \quad i = \overline{1, g},$$

$$L\varepsilon_i = \mu \frac{\partial \varepsilon_i}{\partial z} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \sqrt{1-\mu^2} \varepsilon_i \cos \varphi \right) - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \varphi} \left(\sqrt{1-\mu^2} \varepsilon_i \sin \varphi \right) + (d-2) \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \Phi} \left(\sqrt{1-\mu^2} \varepsilon_i \sin \varphi \right), \quad (11)$$

$$\rho \frac{\partial E}{\partial t} = \sum_{i=1}^g \chi_{oi} \varepsilon_i^{(0)} \Delta \omega_i - \sum_{i=1}^g \chi_{ai} \varepsilon_{ip} \Delta \omega_i - \sum_{i=1}^g \sum_{j=1}^g a_{ij} \chi_{sj} \varepsilon_j^{(0)} \Delta \omega_i, \quad \varepsilon_i^{(0)} = \int_0^{(d-1)\pi} \int_{-1}^1 \varepsilon_i d\mu d\varphi. \quad (12)$$

Здесь i, j – номер энергетической группы; c – скорость света; ω_i – средняя энергия фотонов в i -й группе; $\Delta \omega_i$ – ширина интервала по энергетической переменной; $\varepsilon_i = \varepsilon_i(r, z, \Phi, \mu, \varphi, \omega_i, t)$ – поток энергии излучения в направлении, определяемом единичным вектором $\vec{\Omega}(\mu, \varphi)$; $T(r, z)$ – температура среды; ρ – плотность вещества; $\chi_{ai} = \chi_{ai}(\rho, T, \omega_i)$ – сечение поглощения фотонов; $\chi_{si} = \chi_{si}(\rho, T, \omega_i)$ – сечение рассеяния фотонов; $\chi_{oi} = \chi_{ai} + \chi_{si}$ – полное сечение; a_{ij} – коэффициенты, описывающие обмен энергией при комптоновском рассеянии; $\varepsilon_{ip}(T, \omega_i)$ – функция Планка; $Q_i = Q_i(r, z, \Phi, \omega_i)$ – независимый источник; $E(\rho, T)$ – внутренняя энергия. Значения остальных переменных соответствуют (1), (2).

Система (11), (12), дополненная начальными и граничными условиями, аналогичными (3)–(6), решается в области фазового пространства $D = \{(r, z) \in L(\Phi), \Phi_1 \leq \Phi \leq \Phi_2, -1 \leq \mu \leq 1, 0 \leq \varphi \leq 2\pi\}$.

Двумерные задачи переноса быстрых заряженных частиц

Быстрые заряженные частицы, рожденные в термоядерных и нейтронно-ядерных реакциях, теряют энергию несколькими способами: при малоугловых столкновениях с ионами, составляющими плазму; при торможении на электронах; при сильноугловых столкновениях (реже). В методике САТУРН предполагается, что заряженные частицы теряют энергию в результате малоуглового кулоновского рассеяния на ионах и электронах среды. Большое количество малоугловых рассеяний представляется как средняя тормозная сила, действующая на заряженную частицу.

В этих предположениях пространственно-двумерное кинетическое уравнение, описывающее перенос быстрых заряженных частиц (ионов) в плазме, учитывающее кулоновское торможение на электронах и ионах среды и возможность вступления в реакции, записывается в цилиндрической системе координат следующим образом:

$$\frac{\partial(N_i)}{\partial t} + LN_i + \frac{1}{v^2} \frac{\partial}{\partial v} (a_i v^2 N_i) + \alpha_i N_i v = \frac{Q_i}{2\pi}, \quad (13)$$

$$LN_i \equiv \frac{v \partial}{r \partial r} \left(r \sqrt{1-\mu^2} N_i \cos \varphi \right) + \frac{\partial}{\partial z} (\mu N_i v) - \frac{\partial}{\partial \varphi} \left(\frac{\sqrt{1-\mu^2}}{r} N_i v \sin \varphi \right). \quad (14)$$

Здесь r, z – цилиндрические координаты; v – скорость полета частиц; α_i – сечение взаимодействия быстрой заряженной частицы со средой; $\alpha_i = \sum_j \alpha_{ij}$, α_{ij} – сечение взаимодействия быстрой заряженной частицы i сорта с ядром j сорта; $N_i = N_i(t, r, z, \mu, \varphi, v)$ – плотность потока нейтронов; $Q_i = Q_i(t, r, z, v)$ – источник частиц; $a_i = a_{ej} + a_{iu}$ определяют скорость кулоновского торможения быстрых ионов на электронах и ионах среды. Остальные обозначения те же, что и в (1), (2).

Уравнения (13), (14) решаются в области фазового пространства $D = \{(r, z) \in L, v_2 \leq v \leq v_1, -1 \leq \mu \leq 1, 0 \leq \varphi \leq \pi\}$, где L – сечение тела вращения плоскостью, проходящей через ось Z ; v_1, v_2 – ограничивающие область решения значения скорости.

Граничное условие на внешней поверхности задается при $(\bar{\Omega} \bar{n}) < 0$ в виде:

$$N(t, r, z, v, \mu, \varphi)_{(r, z) \in \Gamma(\Phi)} = \Psi_1(t, r_\Gamma, z_\Gamma, \Phi, \mu, \varphi),$$

где $\Gamma = \Gamma(\Phi)$ – образующая тела вращения; \bar{n} – внешняя нормаль к поверхности тела вращения; $\Psi_1(t, r_\Gamma, z_\Gamma, \Phi, \mu, \varphi)$ – заданная функция (поток).

Граничное условие для $v = v_1$ задается в виде

$$N(t, r, z, v, \mu, \varphi)_{v=v_1} = 0.$$

Остальные граничные и начальные условия аналогичны (3)–(6).

Учитывается перенос для пяти сортов частиц: протоны, дейтроны, тритоны, He^3 и α -частицы. Одним из основных отличий в решении уравнений (13), (14) по сравнению с решением уравнения переноса нейтронов (1), (2) является наличие дополнительной производной $\frac{1}{v^2} \frac{\partial}{\partial v} (a_i v^2 N_i)$, отвеча-

ющей за кулоновское торможение частиц на электронах и ионах среды. Это отличие учитывается при аппроксимации уравнения переноса быстрых заряженных частиц и соответственно изменяет схему расчета.

Двумерные и трехмерные задачи переноса рентгеновского излучения, электронов и ионов в диффузионном приближении

Перенос излучения в приближении многогрупповой диффузии. Диффузионная многогрупповая физико-математическая модель переноса рентгеновского излучения описывается следующей системой уравнений [2]:

$$\frac{1}{c} \frac{\partial U_i}{\partial t} = -\operatorname{div} \left(\frac{1}{3K_i} \operatorname{grad} U_i \right) + K_{ia} U_i = K_{ia} U_{ip}, \quad i = \overline{1, g}. \quad (15)$$

Взаимодействие излучения с веществом учитывается следующим образом:

$$\rho \frac{\partial E}{\partial t} = \sum_{i=1}^g K_{ia} (U_i - U_{ip}) \Delta \omega_i. \quad (16)$$

Здесь t – время, r, Φ, z – цилиндрические координаты, $U_i = U_i(r, \Phi, z, t)$ – плотность излучения в группе i ; $E = E(\rho, t)$ – внутренняя энергия; $\rho = \rho(r, \Phi, z, t)$ – плотность среды; $T = T(r, \Phi, z, t)$ – температура вещества; $U_{ip} = U_{ip}(T)$ – плотность равновесного излучения в группе i ; $K_{ia} = K_{ia}(\rho, T)$ – коэффициент поглощения в группе i ; $K_{is} = K_{is}(\rho, T)$ – коэффициент рассеяния в группе i ; $K_i = K_{ia}(\rho, T) + K_{is}(\rho, T)$.

Начальные условия:

$$U_i(r, \Phi, z, t)|_{t=t_0} = \psi_i; \quad E(\rho, T)|_{t=t_0} = \psi.$$

Граничные условия:

$$\left(\alpha_i \frac{1}{3K_i} \frac{\partial U_i}{\partial n} + \beta_i U_i \right) \Big|_{r, \Phi, z \in \Gamma} = \varphi_i.$$

Здесь $\psi_i = \psi_i(r, \Phi, z)$, $\psi = \psi(r, \Phi, z)$, $\alpha_i = \alpha_i(r_\Gamma, \Phi_\Gamma, z_\Gamma, t)$, $\beta_i = \beta_i(r_\Gamma, \Phi_\Gamma, z_\Gamma, t)$, $\varphi_i = \varphi_i(r_\Gamma, \Phi_\Gamma, z_\Gamma, t)$ – заданные функции; \bar{n} – внешняя нормаль к поверхности системы.

Перенос излучения в приближении лучистой теплопроводности. Перенос теплового излучения в приближении лучистой теплопроводности описывается следующим уравнением в операторном виде:

$$\rho \frac{\partial E}{\partial t} = \operatorname{div}(\lambda \operatorname{grad} U), \quad (17)$$

где $U = U(r, \Phi, z, t) = T^4(r, \Phi, z, t)$ – искомая функция температуры, $\lambda = \lambda(U, \rho)$ – коэффициент теплопроводности среды. Остальные обозначения соответствуют обозначениям системы (15)–(16).

Уравнение (17) дополняется начальным и граничным условиями. Начальное условие:

$$E(U, \rho)\Big|_{t=t_0} \equiv E_0 = \psi,$$

где $\psi = \psi(r, \Phi, z)$ – заданная функция.

Граничное условие (в общем случае):

$$\left(\alpha \lambda \frac{\partial U}{\partial \vec{n}} + \beta U \right)\Big|_{(r, \Phi, z) \in \Gamma} = \theta,$$

где Γ – граница трехмерной области, $\alpha = \alpha(r_\Gamma, \Phi_\Gamma, z_\Gamma, t)$, $\beta = \beta(r_\Gamma, \Phi_\Gamma, z_\Gamma, t)$, $\psi = \psi(r, \Phi, z) \geq 0$, $\theta = \theta(r_\Gamma, \Phi_\Gamma, z_\Gamma, t)$ – заданные функции.

Перенос энергии электронами и ионами в приближении теплопроводности. Перенос энергии электронами, ионами и процесс их взаимодействия описывается следующей системой уравнений:

$$\rho \frac{\partial E_{el}}{\partial t} = \text{div} K_{el} \text{grad} T_{el} + Q_{el}, \quad (18)$$

$$\rho \frac{\partial E_{ion}}{\partial t} = \text{div} K_{ion} \text{grad} T_{ion} + Q_{ion}, \quad (19)$$

$$\frac{\partial E_{el}}{\partial t} = c_{el-ion} (T_{ion} - T_{el}), \quad (20)$$

$$\frac{\partial E_{ion}}{\partial t} = c_{el-ion} (T_{el} - T_{ion}), \quad (21)$$

где $T_{ion} = T_{ion}(r, \Phi, z, t)$ – температура ионов; $T_{el} = T_{el}(r, \Phi, z, t)$ – температура электронов; $E_{el} = E_{el}(\rho, t, T_{el})$ – внутренняя энергия электронов; $E_{ion} = E_{ion}(\rho, t, T_{ion})$ – внутренняя энергия ионов; $K_{el} = K_{el}(r, \Phi, z, \rho, T_{el})$ – коэффициент электронной теплопроводности; $K_{ion} = K_{ion}(r, \Phi, z, \rho, T_{ion})$ – коэффициент ионной теплопроводности; $Q_{el} = Q_{el}(r, \Phi, z, t)$, $Q_{ion} = Q_{ion}(r, \Phi, z, t)$ – независимые источники энергии электронов и ионов соответственно; c_{el-ion} – коэффициент электронно-ионной релаксации. Остальные обозначения соответствуют обозначениям системы (15)–(16).

Система (18)–(21) дополняется начальными и граничными условиями:

$$E_{el}(\rho, t, T_{el})\Big|_{t=t_0} = (E_{el})_0, \quad E_{ion}(\rho, t, T_{ion})\Big|_{t=t_0} = (E_{ion})_0,$$

$$\left(\alpha_{el} T_{el} + K_{el} \frac{\partial T_{el}}{\partial \vec{n}} \right)\Big|_{(r, \Phi, z) \in \Gamma} = (\varphi_{el})_\Gamma, \quad \left(\alpha_{ion} T_{ion} + K_{ion} \frac{\partial T_{ion}}{\partial \vec{n}} \right)\Big|_{(r, \Phi, z) \in \Gamma} = (\varphi_{ion})_\Gamma.$$

где α_{el} , α_{ion} , $(\varphi_{el})_\Gamma$, $(\varphi_{ion})_\Gamma$ – заданные функции, \vec{n} – внешняя нормаль к поверхности.

Методы численного решения задач переноса

Численное решение осесимметричных задач переноса в методике САТУРН как в кинетическом, так и в диффузионном приближениях осуществляется с использованием двух классов неортогональных пространственных сеток. Один класс включает в себя структурированные четырехугольные пространственные сетки, т. е. сетки матричной структуры, образованные из произвольных четырехугольников. Другой класс пространственных сеток – это неструктурированные сетки, образованные из произвольных многоугольников [7]. Пространственные сетки строятся независимо в каждой математической области. Тип сетки в области выбирается с учетом особенностей ее геометрии и особенностей протекания в ней физических процессов.

Численное решение трехмерных задач переноса в кинетическом и диффузионном приближении осуществляется с применением в математических областях структурированных неортогональных пространственных сеток из произвольных шестигранников [3, 8] (параллелепипедов при использовании декартовой системы координат). При этом сетка по одной из пространственных переменных образуется семейством плоскостей (листов). По двум оставшимся пространственным переменным на каждом из таких листов вводится описанная выше структурированная неортогональная четырехугольная пространственная сетка. Структура двумерных сеток (число строк и столбцов) на всех листах является одинаковой.

Сеточная аппроксимация и численное решение многогрупповых кинетических уравнений

Нестационарное кинетическое уравнение по переменной времени аппроксимируется неявной схемой с весовыми множителями [9, 10]. Для дискретизации уравнения по угловым переменным применяются ES_n -квadrатуры [11].

Особенностью разностных схем [10], используемых в методике САТУРН для аппроксимации кинетического уравнения, является применение расширенного шаблона. При этом аппроксимация строится, как и в традиционных схемах DS_n - и S_n -методов [6], в рамках одной пространственной ячейки. В двумерном случае шаблон включает в себя средние значения искомой функции на ребрах многоугольных ячеек сетки, в самих ячейках, а также значения функции в вершинах ячеек. Для трехмерной цилиндрической геометрии [3] шаблон состоит из средних значений искомой функции на гранях многогранной ячейки, ее боковых ребрах и в ее центре; для декартовой сетки шаблон включает значения функции на гранях многогранной ячейки и в ее центре.

Помимо схем [7, 9, 10] в методике САТУРН используется схема [12], в которой сеточные значения искомой функции на сторонах и в центрах ячеек определяются как основные, а значения в вершинах ячейки используются как вспомогательные.

Возможность экономичного численного решения системы многогрупповых сеточных кинетических уравнений основывается на трех основных положениях:

- 1) преобразование матрицы системы сеточных уравнений переноса с заданной правой частью к треугольному виду как в двумерном [7, 13], так и трехмерном [3] (с использованием специальных алгоритмов) случаях;
- 2) применение метода простых итераций для решения связанных через правую часть многогрупповых уравнений переноса;
- 3) использование методов ускорения сходимости простых итераций.

Для ускорения сходимости итераций внутри группы применяется метод независимых поправок [9], при решении задач переноса рентгеновского излучения используется КМ-метод [14].

Численное решение систем линейных уравнений для большинства физических процессов двумерного и трехмерного переноса в кинетическом приближении (перенос фотонов, гамма-излучения, стационарный и нестационарный перенос нейтронов), записанных в цилиндрической системе координат, выполняется в методике САТУРН с помощью единого решателя. Единый решатель – это программа, предназначенная для решения в параллельном режиме унифицированного пространственно-двумерно-трехмерного уравнения переноса для заданной порции энергетических групп.

Решение уравнения переноса выполняется для всех направлений полета частиц в соответствующей подобласти по пространственным переменным методом бегущего счета. Операции на уровне точки фазового пространства задачи вынесены в отдельные блоки – счетные подпрограммы, вызываемые из решателя.

Использование единого решателя позволяет существенно минимизировать затраты разработчиков при внедрении новых или модификации существующих разностных схем и алгоритмов распараллеливания.

Сеточная аппроксимация и численное решение многогрупповых уравнений переноса быстрых заряженных частиц

Численное решение нестационарного многогруппового уравнения переноса быстрых заряженных частиц выполняется в двумерной цилиндрической геометрии на структурированных сетках, состоящих из произвольных четырехугольников. Для получения конечно-разностной системы уравнений используется интегроинтерполяционный метод с системой дополнительных соотношений, которые получаются при анализе освещенности каждой расчетной ячейки.

Уравнения решаются для каждого сорта заряженных частиц: Н, D, Т, He³, α-частица. Уравнения для всех энергетических групп аппроксимируются на единой сетке по угловым переменным. Для каждого сорта частиц формируется сетка по скорости (по группам). Решение по группам осуществляется начиная с максимального значения скорости.

Система разбивается на независимые подсистемы, каждая из которых отвечает множеству направлений угловой сетки с фиксированным интервалом по переменной μ. Подсистемы разностных уравнений, отвечающих выбранной группе, решаются последовательно для всех значений угловых переменных.

По пространственным ячейкам система линейных уравнений разрешается методом бегущего счета аналогично решению кинетического уравнения для нейтронов и излучения.

Численное решение стационарных уравнений переноса нейтронов для определения критических параметров

Для нахождения критического параметра λ численно (итерационно) решается в общем виде стационарное многомерное уравнение переноса в многогрупповом кинетическом приближении:

$$\left[LN_i + \left(\alpha_i + \frac{\lambda^m}{v_i} \right) N_i \right]^{(m,n)} = \left[\left(\sum_{j=1}^g \beta_{ij} n_j^{(0)} \right) G_i \right]^{(m,n-1)} .$$

В задаче определения значения параметра K_{eff} решается следующее уравнение:

$$[LN_i + \alpha_i N_i]^{(m, n)} = \left[\left(\sum_{j=1}^g \beta_{ij}^S n_j^{(0)} \right) G_i + \frac{1}{2(d-1)\pi} \frac{1}{K_{\text{eff}}^m} \left(\sum_{j=1}^g \beta_{ij}^F n_j^{(0)} \right) \right]^{(m, n-1)},$$

$$n_i^{(0)} = \int_{-1}^{+1} d\mu \int_0^{(d-1)\pi} N_i d\varphi.$$

Здесь β_{ij} – матрица размножения нейтронов (β_{ij}^S – рассеяния, β_{ij}^F – деления); n – номер внутренней итерации по правой части; m – номер внешней итерации (попытки) по уточнению значения критического параметра; λ , K_{eff} – собственные значения. Значения остальных переменных соответствуют (1), (2).

Для численного определения значений критических параметров в методике САТУРН реализован метод Келлога [15].

Сеточная аппроксимация и численное решение уравнений, описывающих процессы многогрупповой диффузии и теплопроводности

В основу численного решения уравнений диффузионного типа положена методика ТУРЭЖ [16], основные положения которой таковы:

1. По переменной времени используется полностью неявная схема.
2. Пространственная аппроксимация осуществляется на структурированной четырехугольной сетке с использованием схемы смешанного типа: для аппроксимации потокового члена применяется метод конечных элементов на линейных пробных функциях, аппроксимация члена изменения энергии осуществляется по аппроксимационно-инвариантной схеме. Привлекаются ячейки консервативности, окружающие узлы сетки. При этом используется сеточный шаблон, включающий значения искомой функции в вершинах и центрах ячеек сетки. Такой подход обеспечивает приемлемую точность численного решения задач диффузии на существенно неортогональных сетках и сохранение в сеточном операторе важнейших свойств исходного дифференциального оператора диффузии – самосопряженности и положительной определенности.
3. При линейаризации уравнений теплопроводности на одном шаге по времени используется метод Ньютона по энергии и простые итерации по коэффициенту теплопроводности.
4. Для решения линейаризованных систем разностных уравнений могут быть использованы как полная факторизация Холецкого, так и решатели из библиотеки PMLP/ParSol [17].

Методы распараллеливания численного решения многомерных задач переноса

Алгоритмы распараллеливания для уравнения переноса в кинетическом приближении

В рамках методики САТУРН реализован ряд алгоритмов распараллеливания с использованием модели распределенной памяти:

- алгоритм распараллеливания по энергетическим группам;
- итерационный алгоритм распараллеливания по математическим областям;

- безытерационные алгоритмы мелкоблочного распараллеливания [18, 19];
- различные комбинации всех перечисленных алгоритмов распараллеливания.

Базовыми являются алгоритмы мелкоблочного распараллеливания, обладающие следующими свойствами:

1. Алгоритмы предназначены для распараллеливания численного решения уравнения переноса частиц с заданными правой частью и граничными условиями в рамках одной математической области.

2. Декомпозиция по данным и вычислительной работе основана на разбиении пространственной сетки математической области на подобласти (параобласти). Параобласть – это связанное множество ячеек пространственной сетки одной математической области, рассчитываемое на одном процессоре (ядре). В случае структурированных двумерных и трехмерных пространственных сеток декомпозиция осуществляется регулярным образом по строкам, столбцам и слоям. Разбиение выполняется без перехлестов. Основным критерий разбиения – примерно одинаковое количество ячеек пространственной сетки во всех параобластях.

3. В каждой параобласти решается локальная задача переноса с граничными условиями, вычисленными на текущей итерации. Алгоритмы реализуют сквозной или параллельный бегущий счет по параобластям, что классифицирует их как алгоритмы распараллеливания волнового типа. Результаты расчетов полностью совпадают при счете на любом количестве процессоров (ядер универсальных процессоров). Количество итераций по правой части не зависит от количества параобластей.

4. Алгоритмы оперируют множеством параллельных конвейеров. Каждый параллельный конвейер организуется на следующих ресурсах:

- направления полета частиц;
- трехмерные слои пространственной сетки (в трехмерной геометрии);
- энергетические группы.

Один такт работы конвейера определяется локальным бегущим счетом в параобласти (или в одном трехмерном слое пространственной сетки параобласти). Стоимость одного такта (зернистость алгоритма) может быть увеличена за счет трехмерных слоев пространственной сетки и/или энергетических групп. В таком режиме параллельный бегущий счет организуется для порции групп/слоев одновременно.

5. Все параллельные конвейеры стартуют одновременно. Количество конвейеров определяется числом интервалов по угловой переменной μ в угловом полупространстве или порядком используемой угловой квадратуры. Количество конвейеров может быть дополнительно увеличено за счет ресурса групп. Основная стратегия управления работой параллельных конвейеров – самоупорядочение. Порядок численного решения определяется очередностью приема граничных условий. Эффективность такой стратегии обусловлена независимостью параллельных конвейеров.

6. Для случая трехмерной пространственной декомпозиции применяется эффективная комбинация двух алгоритмов распараллеливания: мелкоблочного [18, 19] и конвейерного типа по третьей пространственной переменной [20].

7. Программная реализация алгоритмов выполнена в модели распределенной памяти с учетом совмещения счета с межпроцессорными обменами путем полного отказа от использования любых блокирующих средств стандарта MPI.

Алгоритмы мелкоблочного распараллеливания в силу своей конвейерной природы не предполагают 100 %-ной теоретической эффективности распараллеливания. Однако они обладают большим потенциалом масштабирования за счет свойства неувеличения числа итераций с увеличением числа MPI-процессов, а также за счет широких возможностей обеспечения достаточной зернистости.

Наиболее развитым в данной группе алгоритмов является алгоритм мелкоблочного распараллеливания для численного решения унифицированного пространственно-двумерно-трехмерного уравнения переноса, записанного в цилиндрической системе координат на существенно неортогональных структурированных пространственных сетках. Для данного алгоритма решена задача масштабирования до 10^5 MPI-процессов с эффективностью распараллеливания более 50 %.

Кроме инструментальных средств оценки эффективности расчетов в рамках данного алгоритма разработана модель производительности, которая непосредственно в ходе счета и без использования аппарата временных засечек рассчитывает значение теоретической эффективности распараллеливания.

Алгоритмы распараллеливания для уравнения переноса в приближении многогрупповой диффузии и теплопроводности

В основу алгоритма распараллеливания решения уравнения диффузии положен принцип геометрической декомпозиции. Разностная аппроксимация дифференциальных уравнений при этом сохраняется, а математическая область разбивается на несколько параобластей, между которыми происходит обмен необходимой информацией.

При решении уравнений диффузионного типа в методике САТУРН применяются два различных способа организации параллельного счета.

1. Распараллеливание средствами библиотеки параллельных решателей PMLP/Parsol [17]. Библиотека PMLP/Parsol предназначена для решения больших разреженных линейных систем, возникающих при дискретизации дифференциальных уравнений. На каждом процессоре размещается соответствующая порция строк всей (глобальной) матрицы и вектора правой части. Проинициализированная и заполненная распределенная система решается одним из итерационных методов библиотеки PMLP/Parsol.

2. Распараллеливание с итерациями по внутренним граничным условиям. Для параобластей при решении уравнений диффузии в методике САТУРН применимы все основные положения методики ТУРЭК [16] (т. е. параобласти рассчитываются независимо, как при многообластном счете). При этом влияние соседних параобластей друг на друга осуществляется за счет взаимного обмена внутренними граничными условиями специального вида. Используется хорошо зарекомендовавший себя итерационный тип передачи внутренних условий, когда в каждую из соседних параобластей передается комбинация потока и температуры $F = W + \alpha U$ [21, 22] (аналогичный подход использовался при распараллеливании трехмерного уравнения диффузии нейтронов [8]). Этот алгоритм обладает безусловной устойчивостью, хотя и увеличивает общее количество итераций.

Заключение

Статья посвящена обзору основных методов и программ численного моделирования процессов переноса, реализованных в методике САТУРН-2005. Рассматриваются двумерные и трехмерные уравнения переноса нейтронов, фотонов, быстрых заряженных частиц, ионов и электро-

нов в кинетическом и диффузионном приближениях. Изложены базовые положения методики. Сформулированы физико-математические модели и описаны положения математических методов и алгоритмов, используемых для решения рассмотренных классов многомерных задач.

Особое внимание уделено алгоритмам распараллеливания численного решения уравнения переноса. Используемые в методике САТУРН параллельные алгоритмы позволяют существенно ускорять численное решение сложнейших задач математической физики с использованием современных мультипроцессорных суперЭВМ.

Основными направлениями развития методики САТУРН в настоящее время являются:

- внедрение адаптивных технологий;
- ориентация на применения современных арифметических ускорителей;
- развитие математических методов решения уравнений;
- повышение уровня сервиса.

Список литературы

1. Алексеев А. В., Беляков И. М., Бочков А. И. и др. Методика САТУРН-2005. Математические модели, алгоритмы и программы решения многомерных задач переноса частиц и энергии // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Матем. моделирование физ. процессов. 2013. Вып. 4. С. 17–30.
2. Шагалиев Р. М., Шумилин В. А., Алексеев А. В. и др. Математические модели и методики решения многомерных задач переноса частиц и энергии, реализованные в комплексе САТУРН-3 // Там же. 1999. Вып. 4. С. 20–26.
3. Алексеев А. В., Евдокимов В. В., Шагалиев Р. М. Методика численного решения нестационарного трехмерного уравнения переноса частиц в комплексе САТУРН // Там же. 1993. Вып. 3. С. 3–8.
4. Алексеев А. В., Бочков А. И., Евдокимов В. В. и др. Результаты численных исследований адаптивного по угловым переменным метода решения двумерного уравнения переноса излучения // Там же. 2007. Вып. 1. С. 27–37.
5. Бочков А. И., Сучкова В. В., Трубицын А. П. DS_n -метод решения двумерного кинетического уравнения переноса, записанного в сферической системе координат // Там же. 2011. Вып. 2. С. 44–55.
6. Басс А. П., Волощенко А. М., Гермогенова Т. А. Методы дискретных ординат в задачах о переносе излучений. – М.: ИПМ им. М.В. Келдыша АН СССР, 1986.
7. Москвин А. Н., Шумилин В. А. Методика решения двумерного уравнения переноса на нерегулярных многоугольных сетках // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Матем. моделирование физ. процессов. 2005. Вып. 1. С. 31–40.
8. Алексеев А. В., Софронов И. Д., Федотова Л. П., Шагалиев Р. М. Численные исследования алгоритмов распараллеливания трехмерных задач диффузии и переноса нейтронов в комплексе САТУРН на многопроцессорных ЭВМ // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Методики и программы численного решения задач матем. физики. Вып. 4/1. 1996. С. 16–23.

9. Трошиев В. Е., Шумилин В. А. Разностная схема решения двумерного уравнения переноса на нерегулярных четырехугольных сетках // Журнал вычислит. математики и матем. физики. 1986. Т. 266, № 2. С. 230–241.
10. Плетенева Н. П., Шагалиев Р. М. Аппроксимация двумерного уравнения переноса на четырехугольных и многоугольных пространственных сетках по разностной схеме с расширенным шаблоном // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Математическое моделирование физических процессов. 1989. Вып. 3. С. 34–40.
11. Шагалиев Р. М., Алексеев А. В., Мжачих С. В., Плетенева Н. П. Некоторые методы аппроксимации двумерного уравнения переноса по угловым переменным // Там же. 2003. Вып. 2. С. 5–11.
12. Бочков А. И., Шумилин В. А. Схема типа DS_n -метода решения двумерного уравнения переноса на четырехугольных пространственных сетках // Там же. 2008. Вып. 4. С. 13–18.
13. Трошиев В. Е. О классах сеток, допускающих консервативные аппроксимации двумерного оператора переноса треугольным разностным оператором // Журнал вычислит. математики и матем. физики. 1976. Т. 16, № 3. С. 793–797.
14. Федотова Л. П., Шагалиев Р. М. Конечно-разностный КМ-метод для математического моделирования двумерных нестационарных процессов переноса в многогрупповом кинетическом приближении // Матем. моделирование. 1991. Т. 3, № 6. С. 29–42.
15. Владимиров В. С. Уравнения математической физики. – М.: Наука, 1967. С. 268.
16. Трошиев В. Е., Шагалиев Р. М. Методика и программа решения двумерного уравнения лучистой теплопроводности для расчетов задач КПД по комплексу «ТУ201-Σ» (программа «ТУРЭК-I») // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Методики и программы численного решения задач матем. физики. 1983. Вып. 3. С. 73–76.
17. Артемьев А. Ю., Бартенев Ю. Г., Басалов В. Г. и др. Библиотека решателей разреженных линейных систем // Труды РФЯЦ-ВНИИЭФ. 2004. Вып. 7. С. 80–95.
18. Нуждин А. А., Шагалиев Р. М. Развитие алгоритмов распараллеливания численного решения многомерного кинетического уравнения, основанных на пространственной декомпозиции // Сб. докл. IX Международ. семинара «Супервычисления и математическое моделирование». – Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2006.
19. Алексеев А. В., Нуждин А. А., Шагалиев Р. М. Метод мелкозернистого распараллеливания двумерных и трехмерных задач переноса на неортогональных сетках // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Матем. моделирование физ. процессов. 2001. Вып. 2. С. 3–10.
20. Алексеев А. В., Шагалиев Р. М. Алгоритм распараллеливания численного решения трехмерного уравнения переноса в комплексе САТУРН // Там же. 1993. Вып. 3. С. 3–7.
21. Софронов И. Д. О прогоночных коэффициентах // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Методики и программы численного решения задач матем. физики. 1982. Вып. 2. С. 3–13.
22. Шагалиев Р. М. Об одном устойчивом алгоритме раздельного счета по областям двумерного уравнения теплопроводности по узловой разностной схеме // Там же. 1984. Вып. 3. С. 25–33.

SATURN-2005 Code. Mathematical Models, Algorithms and Programs for Multidimensional Particle and Energy Transport Problems

A. V. Alekseyev, I. M. Belyakov, A. I. Bochkov, V. V. Evdokimov,
E. A. Irinichev, V. Yu. Morozov, A. N. Moskvin, A. A. Nuzhdin,
M. P. Pepelyaev, V. Yu. Rezchikov, V. V. Suchkova, R. M. Shagaliev,
E. Sh. Sharifullin, T. V. Shemyakina, V. A. Shumilin

The paper briefly describes SATURN code for the numerical simulation of 2D and 3D time-dependent and time-independent neutron transport and nonlinear energy transport by gammas, ions, electrons and fast-moving charged particles. The transport equation is solved in kinetic and diffusion approximations.

Code SATURN is oriented to simulations on modern distributed-memory multiprocessor supercomputers.

The main ideas on which the code is based are described. Physics-mathematical models and mathematical methods used to solve the above-mentioned classes of multidimensional problems are formulated, as well as parallel algorithms are described.

УДК 519.5

Методика численного моделирования двумерных течений дисперсных сред на лагранжево-эйлеровых расчетных сетках

М. С. Самигулин, В. Ф. Спиридонов, О. А. Воронова, Ю. Ф. Данилов, В. В. Шкарубский, А. Н. Тарасова, П. А. Авдеев, М. В. Артамонов, С. В. Величко

В основу предлагаемой методики положена модель дисперсной среды, в которой динамика несущего компонента среды описывается в континуальном (эйлеровом), а динамика дисперсного компонента – в дискретном (лагранжевом) приближении. В качестве условия совместного деформирования компонентов среды используется условие равенства давлений в компонентах среды или несжимаемости дисперсного компонента. При численном решении дисперсный компонент разбивается на квазичастицы – группы частиц, имеющих одинаковый размер, массу, скорость и температуру. Система разностных уравнений решается расщеплением по физическим процессам на лагранжево-эйлеровой сетке. Приведены результаты расчетов трех тестовых задач с точными решениями

Введение

Течения дисперсных сред в виде смеси капель или твердых частиц с газом или твердых частиц с жидкостью весьма распространены в природе и практической деятельности человека. По-видимому, по этой причине первые работы, посвященные численному моделированию многомерных течений дисперсных сред [1, 2], появились, по сути, сразу с появлением ЭВМ, обладающих достаточными для этого возможностями. В работах использовались математические модели двух типов: эйлерова и эйлерово-лагранжева*.

В моделях первого типа компоненты среды (и сплошные, и дисперсные) описываются в приближении взаимопроникающих континуумов [3, 4] со своими полями плотности, скорости и температуры. При этом дисперсные компоненты могут делиться на отдельные группы (*фракции*) частиц, отличающихся размерами, материалом или другими свойствами, которые представляются в виде отдельных континуумов. Такое разделение позволяет в некоторой степени учесть скоростную неравновесность, вызванную различием размеров или свойств.

В моделях второго типа динамика сплошных компонентов описывается в континуальном приближении, а динамика дисперсного компонента – в лагранжевом приближении. Формально каждая частица дисперсного компонента может моделироваться индивидуально, однако в практи-

*Для моделей первого типа также используются названия *континуальные, многожидкостные, многопоточковые*, а для моделей второго типа – *континуально-дискретные*. Здесь, чтобы избежать путаницы в типах моделей и расчетных сеток, для моделей будут использоваться термины *континуальная и континуально-дискретная*.

чески важных случаях возможностей современных ЭВМ для этого недостаточно. Поэтому множество частиц дисперсного компонента делится на группы (*облака* [5]) частиц, близких по размерам и свойствам, и вводится предположение о том, что все частицы облака ведут себя тождественным образом. Здесь эти группы называются *квазичастицами*.

Континуальные модели имеют преимущество при описании течений фракций, в которых число частиц велико, фракции распределены в объеме, близком к характерному объему течения, и достаточно однородны по размерам и свойствам частиц. В случае, когда число частиц относительно невелико или частицы существенно отличаются по размерам, материалам и др., континуальный подход уступает дискретному по точности. В промежуточных случаях результаты моделирования по разным моделям близки (см., например, [6]). Для методов моделирования дисперсных сред на основе континуальных моделей характерна высокая численная диффузия дисперсного компонента, что в ряде случаев ограничивает возможности использования континуальных моделей.

Целью авторов было создание методики для моделирования процессов, при которых происходят существенные деформации начальной геометрии моделируемой системы, например, взрывов или соударений различной природы с диспергированием части материалов и последующим движением и взаимодействием сплошных и диспергированных частей. При моделировании таких течений часто важно исключить численную диффузию дисперсного компонента. Поэтому в основу методики положена континуально-дискретная модель дисперсной среды.

В дисперсных средах объемы компонентов среды должны меняться согласованно – в соответствии с так называемым условием совместного деформирования [4]. В упомянутых выше и других известных из публикаций методах используется предположение о несжимаемости дисперсного компонента. Такое приближение допустимо в случае низких давлений. Предполагаемый метод предназначен для моделирования течений при динамических давлениях, достигающих больших значений. То есть плотность дисперсного компонента может зависеть от текущего давления и, соответственно, от давления зависят размеры частиц. Вследствие этого наряду с условием несжимаемости дисперсного компонента в методе может использоваться условие равенства давлений несущего и дисперсного компонентов.

Интенсивность межфазных взаимодействий в дисперсных средах существенно зависит от удельной межфазной поверхности и характерных величин дисперсного компонента. Поэтому процессы, приводящие к заметным их изменениям, должны учитываться. В рассматриваемом случае важным является процесс дробления жидких капель. Для моделирования этого процесса разработан метод на основе критерия Вебера [4].

Как и при моделировании течений без взаимопроникновения компонентов среды, важной характеристикой метода для моделирования дисперсных течений являются используемые в нем расчетные сетки. В большинстве подобных методов (см., например, упомянутые выше работы) используются неподвижные сетки. Такой выбор связан, в основном, с тем, что чаще всего моделируемые технологические процессы протекают в замкнутых, неподвижных системах. Есть редкие примеры использования сеток другого типа с континуальными моделями. Например, в работе [7] используется подвижная эйлерова сетка, общая для всех взаимопроникающих компонентов. А в работе [8] предложен многосеточный лагранжево-эйлеров метод, в котором на лагранжевом этапе динамика каждого компонента среды рассчитывается на своей лагранжевой сетке, а на эйлеровом этапе на основе индивидуальных сеток строится общая для всех компонентов сетка и на ней рассчитываются межкомпонентные взаимодействия.

В рассматриваемом случае характер моделируемых течений делает более предпочтительным использование лагранжево-эйлеровой (для несущего компонента среды) расчетной сетки. Метод реализован в рамках комплекса программ ЛЭГАК [9], в котором такие сетки широко используются. Кроме того, в комплексе ЛЭГАК контактные границы выделяются методом концентраций [10] и не всегда совпадают с линиями сетки, что дает возможность применять методику для моделирования течений дисперсных сред в областях, границы которых могут существенно деформироваться.

Первый раздел статьи посвящен модели течения, во втором разделе описана аппроксимация и методы решения, а в третьем приводятся постановка и основные результаты трех верификационных расчетов.

В работе используются следующие обозначения:

a – скорость звука в газе;

C – коэффициент сопротивления, удельная теплоемкость;

d – диаметр частиц;

f – сила взаимодействия *частица – несущая фаза*;

F – сила взаимодействия *частица – несущая фаза*, отнесенная на единицу объема;

n – число частиц в квазичастице;

m – масса частицы;

P – давление;

q – интенсивность теплообмена *частица – несущая фаза*;

\vec{r} – радиус-вектор;

S – площадь поверхности частицы;

T – температура;

\vec{V} – скорость среды;

\vec{V}_ω – скорость объема интегрирования;

α – массовая концентрация;

β – объемная концентрация;

χ – коэффициент теплообмена *частица – несущая среда*;

ε – удельная внутренняя энергия;

k – параметр, определяющий долю кинетической энергии, диссипирующей за счет межфазного трения в частице или несущем компоненте;

λ – коэффициент теплопроводности;

μ – динамический коэффициент вязкости;

ρ – распределенная (парциальная) плотность;

$\tilde{\rho}$ – истинная плотность;

τ – временной шаг;

ω – объем;

σ – поверхность объема интегрирования.

Нижние индексы служат для обозначения:

c – континуального (сплошного) компонента среды;

s – отдельных веществ в составе сплошного компонента;

p – частиц дискретного компонента;

cp – межфазных взаимодействий.

1. Континуально-дискретная модель течения дисперсной среды

В предлагаемом методе в общем случае несущий компонент (газ или жидкость), содержащий дисперсный компонент (жидкость или твердое вещество), может входить в сплошной компонент – систему из разных веществ, описываемых в континуальном приближении. В случае, когда сплошной компонент состоит только из несущего вещества, часто используются термины *несущая фаза* и *дисперсная фаза*. Течение сплошной фазы описывается в континуальном приближении системой уравнений Эйлера. Дисперсная фаза представляется дискретными частицами, динамика которых описывается уравнениями Лагранжа.

Законы сохранения. В основу модели течения сплошного компонента положены следующие предположения: вязкость существенна только в межфазных взаимодействиях, теплопроводностью можно пренебречь, массообмен между дисперсной и несущей фазами отсутствует. Ниже приведена система законов сохранения для несущей фазы в удобной для численной реализации интегральной форме [4] для объема, движущегося со скоростью \vec{V}_ω :

– закон сохранения массы

$$\frac{d}{dt} \int_{\omega} \beta_{c,s} \rho_{c,s} d\omega = \int_{\sigma} \beta_{c,s} \rho_{c,s} (\vec{V}_c - \vec{V}_\omega) d\vec{\sigma}; \quad (1)$$

– закон сохранения импульса

$$\frac{d}{dt} \int_{\omega} \beta_{c,s} \rho_{c,s} \vec{V}_c d\omega = \int_{\sigma} \nabla P d\vec{\sigma} + \int_{\sigma} \beta_{c,s} \rho_{c,s} \vec{V} (\vec{V}_c - \vec{V}_\omega) d\vec{\sigma} - \sum_{p \in \omega} \vec{f}_{cp}; \quad (2)$$

– закон сохранения внутренней энергии

$$\frac{d}{dt} \int_{\omega} \beta_{c,s} \rho_{c,s} \varepsilon_{c,s} d\omega = P \int_{\sigma} \vec{V}_c d\vec{\sigma} + \int_{\sigma} \beta_{c,s} \rho_{c,s} \varepsilon_{c,s} (\vec{V}_c - \vec{V}_\omega) d\vec{\sigma} - \sum_{p \in \omega} [\kappa_{cp} \vec{f}_{cp} (\vec{V}_c - \vec{V}_p) - q_{cp}]. \quad (3)$$

Последний член в уравнении (2) описывает трение между фазами. В уравнении (3) первое слагаемое последнего члена представляет собой диссипацию кинетической энергии за счет межфазного трения, а второе слагаемое описывает теплообмен между фазами. Суммирование производится по частицам, входящим в объем интегрирования.

Дисперсная фаза полагается разреженной настолько, что взаимодействием частиц друг с другом можно пренебречь. Поведение частиц описывается следующей системой уравнений:

$$\frac{d}{dt} \vec{r}_p = \vec{V}_p; \quad m_p \frac{d\vec{V}_p}{dt} = \vec{f}_{cp}; \quad m_p C_p \frac{dT_p}{dt} = \kappa_{pc} \vec{f}_{cp} (\vec{V}_p - \vec{V}_c) + q_{cp}. \quad (4)$$

Коэффициент κ_{pc} определяет долю внутренней энергии в частицах, выделенной при диссипации кинетической энергии за счет сил трения ($\kappa_{pc} + \kappa_{cp} = 1$).

Замыкающие соотношения. Системы законов сохранения для несущей фазы и частиц связаны замыкающими соотношениями: условием совместного деформирования и соотношениями межкомпонентного (межфазного) взаимодействия – трения и теплообмена. Межфазные взаимодействия зависят от размеров частиц, поэтому замыкающие соотношения включают также модель, определяющую размеры частиц.

Совместное деформирование. Объемы компонентов многокомпонентной среды для сохранения сплошности должны меняться согласованным образом – в соответствии с условием совместного деформирования:

$$\beta_c + \beta_p = 1, \quad \beta_p = \frac{\pi}{6\omega} \sum_{p \in \omega} n_p d_p^3.$$

Для дисперсных сред используется либо условие несжимаемости частиц дисперсной фазы, либо условие равенства давлений в несущей и дисперсной фазах: $P(\rho_c, \varepsilon_c) = P_p(\rho_p, T_p)$ [4]. В предполагаемом методе, предназначенном для моделирования дисперсных сред при больших давлениях, когда деформации частиц значительны, может использоваться любое из этих условий. При использовании второго условия диаметр частиц зависит от давления.

Межфазное трение. Сила трения между несущей и дисперсной фазами определяется соотношением:

$$\vec{f}_{cp} = 0,5 A_p C_{cp} \rho_c |\vec{V}_c - \vec{V}_p| (\vec{V}_c - \vec{V}_p).$$

Коэффициент сопротивления в широком диапазоне изменения параметров описывается формулой [11]

$$C_{cp} = 0,42 + \frac{24}{Re_{cp}}, \quad Re_{cp} = \frac{d_p \rho_c}{\mu_c} |\vec{V}_c - \vec{V}_p|, \quad d_p = \left(\frac{6m_p}{\pi \rho_p} \right)^{1/3}.$$

Сечение миделя A_p в общем случае может задаваться для каждой частицы, в случае сферических частиц $A_p = \pi d_p^2 / 4$.

Межфазный теплообмен. Конвективный теплообмен сферической частицы с несущей фазой описывается соотношением

$$q_{cp} = \frac{S_p \lambda_c Nu_{cp}}{d_p} (T_c - T_p) = \chi_{cp} (T_c - T_p).$$

Число Нуссельта (для $Re_{cp} > 0,1$ и $M_p < 2$) определяется формулой [11]

$$Nu_{cp} = \frac{Nu_0}{1 + \frac{Pr_c Re_{cp}}{3,42 M_p Nu_0}}, \quad Nu_0 = 2 + 0,459 Re_{cp}^{0,55} Pr_c^{0,33},$$

где $Pr_c = C_p \mu_c / \lambda_c$ – число Прандтля для несущей фазы; $M_p = |\vec{V}_p| / a$ – число Маха для частицы.

Дробление частиц. Жидкие частицы при определенной скоростной неравновесности между частицами и газом дробятся на более мелкие. По экспериментальным данным (например, [4]) дробление частицы (капли) в потоке несущей среды происходит следующим образом. При попадании частицы в условия, где число Вебера превышает некоторое критическое значение $We_p = d_p \rho_c (\vec{V}_p - \vec{V}_c)^2 / \sigma_p > We_{cr}$, на границе капли начинается рост возмущений и в течение некоторого времени t_{br} капля дробится на ряд более мелких капель. Характерное безразмерное время дробления

$$\theta_{br} = \frac{t_{br} |\vec{V}_p - \vec{V}_c|}{d_p} \sqrt{\rho_c}.$$

Для определения безразмерного времени дробления могут использоваться разные модели, например с $\theta_{br} = 5$ [4] или $\theta_{br} = 1,66 / We_p^{1/4}$ [11]. Конечный размер капель определяется критиче-

ским числом Вебера $d_{cr} = \max \left(\frac{We_{cr} \sigma_p}{\rho_c (\vec{V}_p - \vec{V}_c)^2}, d_{\min} \right)$. Такая модель используется для учета дроб-

ления капель в предлагаемом методе.

Граничные условия. Граничные условия для несущей фазы определяются возможностями комплекса программ ЛЭГАК; задаются граница с другим веществом (контактная линия), скорость (в частном случае – нулевая), давление.

Для частиц возможны граничные условия типа *отражение от поверхности* и *прилипание к поверхности*. Условие первого типа наряду с моделированием реального отражения частиц от жесткой поверхности моделирует условие симметрии на оси или плоскости симметрии. Предполагается, что соударение упругое, а масса границы существенно больше массы частицы, т. е. скорость стенки после соударения не меняется, а нормальная составляющая скорости частицы после столкновения $\hat{V}_{pn} = 2V_{\omega n} - V_{pn}$, где $V_{\omega n}$ – нормальная составляющая скорости границы. Касательная составляющая скорости частиц не меняется. Условие прилипания реализовано только для случая, когда материалы частиц и стенки одинаковые.

2. Метод решения

Модель дисперсной фазы. Система уравнений динамики частиц может решаться для каждой частицы дисперсной фазы. Но, с одной стороны, из-за большого количества частиц такой подход практически невозможен из-за недостаточной мощности современных ЭВМ. С другой стороны, в двумерных течениях для обеспечения симметрии необходимо усреднение по одной из координат. По этим причинам используется объединение относительно большого количества полностью идентичных частиц в образования, которые здесь называются квазичастицами. В осесимметричном случае частицу можно представить как тор (рис. 1). На плоскости симметрии квазичастицу представляет одна частица, для которой решаются уравнения (4).

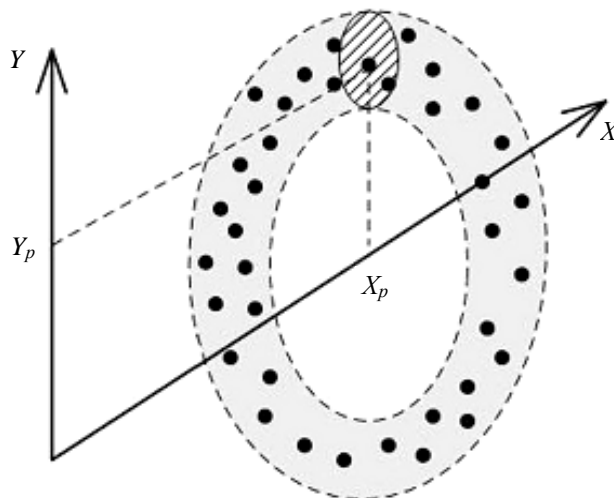


Рис. 1. Схема квазичастицы

Схема расщепления. Система уравнений (1)–(4) решается методом расщепления по физическим процессам [12] на следующие этапы:

- 1) лагранжев этап для несущей фазы;
- 2) этап учета межфазных взаимодействий и переноса частиц;
- 3) эйлеров этап.

На первом этапе на лагранжевой расчетной сетке решаются уравнения для несущей фазы

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} \int_{\omega} \beta_{c,s} \rho_{c,s} d\omega &= 0; \\ \frac{d}{dt} \int_{\omega} \beta_{c,s} \rho_{c,s} \vec{V}_c d\omega &= \int_{\sigma} \nabla P d\vec{\sigma}; \\ \frac{d}{dt} \int_{\omega} \beta_{c,s} \rho_{c,s} \varepsilon_{c,s} d\omega &= P \int_{\sigma} \vec{V}_c d\vec{\sigma}, \end{aligned}$$

а расчетная сетка передвигается со скоростью несущей фазы $\frac{d\vec{r}_{\omega}}{dt} = \vec{V}_c$.

На втором этапе последовательно учитываются:

- 1) взаимодействие частиц с границами несущей фазы, которые на лагранжевом этапе «наезжают» на частицы. Возможные граничные условия для частиц описаны ниже;
- 2) дробление частиц;
- 3) взаимодействия частиц (трение и теплообмен) между несущей и дисперсной фазами и перенос частиц. При этом решается следующая система уравнений:

$$m_p \frac{d\vec{V}_p}{dt} = \vec{f}_{cp}; \quad (5)$$

$$\frac{d}{dt} \int_{\omega} \beta_c \rho_c \vec{V}_c d\omega = - \sum_{p \in \omega} \vec{f}_{cp}; \quad (6)$$

$$m_p C_p \frac{dT_p}{dt} = \kappa_{cp} \vec{f}_{cp} (\vec{V}_c - \vec{V}_p) + q_{cp}; \quad (7)$$

$$\frac{d}{dt} \int_{\omega} \beta_c \rho_c \varepsilon_c d\omega = \sum_{p \in \omega} [\kappa_{cp} \vec{f}_{cp} (\vec{V}_c - \vec{V}_p) - q_{cp}]; \quad (8)$$

$$\frac{d\vec{r}_p}{dt} = \vec{V}_p;$$

- 4) взаимодействие летящих частиц с неподвижными на этом этапе границами несущей фазы.

Расчетная сетка на втором этапе неподвижна $\frac{d\vec{r}_{\omega}}{dt} = 0$.

На последнем (эйлеровом) этапе происходит перестроение расчетной сетки по заданным правилам $\frac{d\vec{r}_{\omega}}{dt} = \vec{V}_{\omega}$, и учитываются конвективные потоки величин за счет движения сетки. То есть

в уравнениях (1)–(3) учитываются только члены, содержащие разность $\vec{V}_c - \vec{V}_\omega$ скорости несущей фазы и скорости объема интегрирования (сетки):

$$\frac{d}{dt} \int_{\omega} \beta_{c,s} \rho_{c,s} d\omega = \int_{\sigma} \beta_{c,s} \rho_{c,s} (\vec{V}_c - \vec{V}_\omega) d\vec{\sigma};$$

$$\frac{d}{dt} \int_{\omega} \beta_{c,s} \rho_{c,s} \vec{V}_c d\omega = \int_{\sigma} \beta_{c,s} \rho_{c,s} \vec{V}_c (\vec{V}_c - \vec{V}_\omega) d\vec{\sigma};$$

$$\frac{d}{dt} \int_{\omega} \beta_{c,s} \rho_{c,s} \epsilon_{c,s} d\omega = \int_{\sigma} \beta_{c,s} \rho_{c,s} \epsilon_{c,s} (\vec{V}_c - \vec{V}_\omega) d\vec{\sigma}.$$

Для расчета лагранжева и эйлера этапов используются (с незначительной модификацией) стандартные модули комплекса программ ЛЭГАК [9]. Аппроксимация и алгоритмы реализации этапа 2 описаны ниже. Межфазные взаимодействия рассчитываются по неявной схеме [8] – *равновесной* в терминах работы [13]. То есть численное решение сходится к равновесному решению при временном шаге, стремящемся к бесконечности, и временной шаг не ограничивается условиями устойчивости.

Аппроксимация межфазных взаимодействий. Система уравнений, описывающая межфазные взаимодействия, как и уравнения остальных этапов, аппроксимируется на произвольной четырехугольной расчетной сетке (рис. 2). Скалярные величины несущей фазы определены в ячейках сетки, а скорость – в узлах. Разностные уравнения для скалярных величин получаются интегрированием по объему ячеек сетки, а для скорости – интегрированием по объему с контуром *ABCD*, обозначенным на рис. 2 (далее это ячейка векторов – ЯВ).

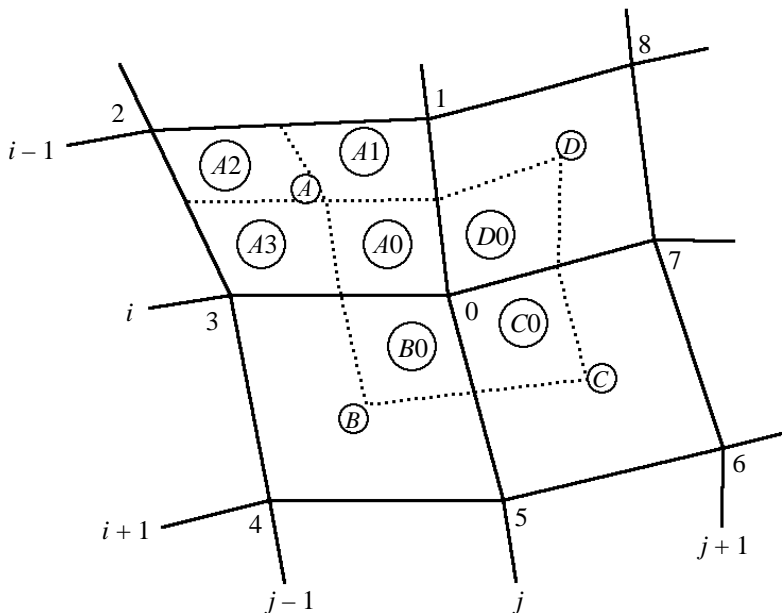


Рис. 2. Фрагмент расчетной сетки

Пространственная аппроксимация членов, определяющих обмен импульсом (5), (6), получена интегрированием уравнения движения по объему ЯВ, а для аппроксимации по времени использована схема [8]

$$\left(\bar{V}_{c,0}^n - \bar{V}_{c,0}\right) \sum_{k=A0, B0, C0, D0} \omega_k \rho_{c,k} = -\tau \sum_{p \in \omega_{ЯВ}} n_p \varphi_p \left(\bar{V}_{c,0}^n - \bar{V}_p^n\right), \quad (9)$$

$$m_p \left(\bar{V}_p^n - \bar{V}_p\right) = \tau \varphi_p \left(\bar{V}_{c,0}^n - \bar{V}_p^n\right), \quad \varphi_p = \frac{\pi}{8} d_p^2 C_{cp} \rho_c \left|\bar{V}_{c,0} - \bar{V}_p\right|. \quad (10)$$

Здесь и далее величины на верхнем временном слое обозначаются переменной с верхним индексом n , на нижнем временном слое – переменной без индекса; в качестве второго нижнего индекса используется идентификатор узла (ячейки) сетки, откуда берется значение. Суммирование в правой части уравнения (9) выполняется по объемам подъячеек, составляющих ЯВ (см. рис. 2); значения C_{cp} , ρ_c и, соответственно, φ_p в этих объемах отличаются**. В [8] показано, что схема консервативна и абсолютно устойчива.

Аппроксимация уравнения энергии несущей фазы (8) получена интегрированием уравнения по времени и объему ячейки A (см. рис. 2):

$$M_{c,A} C_c \left(T_{c,A}^n - T_{c,A}\right) = \tau \sum_{k=A0, A1, A2, A3} \sum_{p \in \omega_k} n_p (1 - \kappa_p) \vartheta_{p,k} - \sum_{p \in A} n_p \chi_p \left(T_{c,A}^n - T_p^n\right). \quad (11)$$

Здесь использована замена $\Delta \varepsilon_c = \left. \frac{\partial \varepsilon_c}{\partial T_c} \right|_{\omega} \Delta T_c = C_c \Delta T_c$.

Уравнение (11) решается совместно с уравнениями энергии (7) для частиц, входящих в объем ячейки A :

$$m_p C_p \left(T_p^n - T_p\right) = \tau \kappa_p \vartheta_{p,k} + \tau \chi_p \left(T_c^n - T_p^n\right). \quad (12)$$

Для аппроксимации члена, описывающего диссипацию энергии за счет сил трения, используется консервативная и абсолютно устойчивая схема [8]

$$\vartheta_{p,k} = \varphi_{p,k} \left(\bar{V}_{c,\tilde{k}}^n - \bar{V}_p^n\right) \left(\frac{\bar{V}_{c,\tilde{k}}^n - \bar{V}_{c,\tilde{k}}}{2} - \frac{\bar{V}_p^n - \bar{V}_p}{2} \right). \quad (13)$$

Здесь k – идентификатор подъячейки ячейки A ($k = A0, A1, A2, A3$); $\tilde{k} = 0, 1, 2, 3$ – номер узла, прилегающего к ячейке k .

** Если подходить формально, то $\sum_{p \in \omega_{ЯВ}} n_p \varphi_p \left(\bar{V}_{c,0}^n - \bar{V}_p^n\right) \equiv \sum_{k=A0, B0, C0, D0} \sum_{p \in \omega_k} n_p \varphi_{p,k} \left(\bar{V}_{c,0}^n - \bar{V}_p^n\right)$. Однако для краткости в аналогичных случаях будем использовать сумму $\sum_{p \in \omega_{ЯВ}}$ с соответствующей заменой $\varphi_{p,k}$ на φ_p .

Расчет межфазных взаимодействий. Система уравнений (9), (10), описывающих межфазное трение в ЯВ, может быть записана в виде $A\bar{U}^n = \bar{B}$. Здесь $\bar{U}^n = (\bar{V}_{c,0}^n, \bar{V}_1^n, \bar{V}_2^n, \dots, \bar{V}_{N_{p,ЯВ}}^n)$; матрица системы

$$A = \begin{pmatrix} M_{c,ЯВ} + \sum_{p \in \omega_{ЯВ}} n_p \varphi_p & -\tau n_1 \varphi_1 & -\tau n_2 \varphi_2 & \dots & -\tau n_{N_{p,ЯВ}} \varphi_{N_{p,ЯВ}} \\ -\tau \varphi_1 & m_1 + \tau \varphi_1 & 0 & \dots & 0 \\ -\tau \varphi_2 & 0 & m_2 + \tau \varphi_2 & \dots & 0 \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ -\tau \varphi_{N_{p,ЯВ}} & 0 & 0 & \dots & m_{N_{p,ЯВ}} + \tau \varphi_{N_{p,ЯВ}} \end{pmatrix};$$

вектор правой части $\bar{B} = (M_{c,ЯВ} \bar{V}_{c,0}, m_1 \bar{V}_1, m_2 \bar{V}_2, \dots, m_{N_{p,ЯВ}} \bar{V}_{N_{p,ЯВ}})$; $N_{p,ЯВ}$ – число квазичастиц в объеме ЯВ.

Эту систему можно решить [14] путем приведения к нижнему треугольному виду. Для этого нужно умножить каждую строку i , начиная со второй, на $\tau n_{i-1} \varphi_{i-1} / (m_{i-1} + \tau \varphi_{i-1})$ и сложить с первой строкой. В полученной матрице

$$\tilde{A}_{11} = M_{c,ЯВ} + \sum_{p \in \omega_{ЯВ}} n_p \left(\tau \varphi_p - \frac{\tau^2 \varphi_p^2}{m_p + \tau \varphi_p} \right) = M_{c,ЯВ} + \tau \sum_{p \in \omega_{ЯВ}} \frac{m_p n_p \varphi_p}{m_p + \tau \varphi_p},$$

а остальные члены первой строки равны нулю. Первый элемент вектора \bar{B} после преобразования равен

$$\tilde{\bar{B}}_1 = M_{c,ЯВ} \bar{V}_{c,0} + \tau \sum_{p \in \omega_{ЯВ}} \frac{\bar{V}_p m_p n_p \varphi_p}{m_p + \tau \varphi_p}.$$

Далее с учетом треугольного вида матрицы \tilde{A}

$$\bar{V}_{c,0}^n = \frac{\tilde{\bar{B}}_1}{\tilde{A}_{11}}; \bar{V}_p^n = \frac{m_p \bar{V}_p + \tau \varphi_p \bar{V}_{c,0}^n}{m_p + \tau \varphi_p}.$$

Разностные уравнения (11), (12), описывающие изменения внутренней энергии за счет межфазного трения и теплообмена, а также диссипации кинетической энергии, представляют собой систему линейных уравнений

$$C\bar{T}^n = \bar{D}, \bar{T}^n = (T, T_1^n, T_2^n, \dots, T_{N_{p,A}}^n)$$

с матрицей

$$C = \begin{pmatrix} M_{c,A}C_{c,A} + \tau \sum_{p \in \omega_A} n_p \chi_p & -\tau n_1 \chi_1 & -\tau n_2 \chi_2 & \dots & -\tau n_{N_{p,A}} \chi_{N_{p,A}} \\ -\tau \chi_1 & m_1 C_1 + \tau \chi_1 & 0 & \dots & 0 \\ -\tau \chi_2 & 0 & m_2 C_2 + \tau \chi_2 & \dots & 0 \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ -\tau \chi_{N_{p,A}} & 0 & 0 & \dots & m_{N_{p,A}} C_{N_{p,A}} + \tau \chi_{N_{p,A}} \end{pmatrix}$$

и вектором-функцией правой части

$$\vec{D} = \left(T_{c,A} C_{c,A} M_{c,A} + \tau \sum_{k=A0, A1, A2, A3} \sum_{p \in \omega_k} n_p (1 - \kappa_p) \vartheta_{p,k}, m_1 T_1 C_1 + \tau \kappa_p \vartheta_{1,k}, \dots, m_{N_{p,A}} T_{N_{p,A}} C_{N_{p,A}} + \tau \kappa_p \vartheta_{N_{p,A},k} \right),$$

где $N_{p,A} = N_{p,A0} + N_{p,A1} + N_{p,A2} + N_{p,A3}$ – число частиц в объеме A .

Систему можно преобразовать, как систему уравнений движения, к нижнему треугольному виду. Для этого нужно умножить каждую строку i , начиная со второй, на $\frac{\tau n_{i-1} \chi_{i-1}}{m_{i-1} C_{i-1} + \tau \chi_{i-1}}$. Левый верхний элемент матрицы преобразуется к виду

$$\tilde{C}_{11} = M_{c,A} C_{c,A} + \sum_{p \in \omega_A} \left(\tau n_p \chi_p - \frac{\tau^2 \chi_p^2 n_p}{m_p C_p + \tau \chi_p} \right) = M_{c,A} C_{c,A} + \tau \sum_{p \in \omega_A} \frac{m_p C_p n_p \chi_p}{m_p C_p + \tau \chi_p},$$

а первый элемент вектора-функции \vec{D} будет равен

$$\tilde{D}_1 = M_{c,A} C_{c,A} T_{c,A} + \tau \sum_{k=A0, A1, A2, A3} \sum_{p \in \omega_k} \frac{n_p m_p \chi_p C_p T_p + n_p \vartheta_{p,k} \left[(1 - \kappa_p) (m_p C_p + \tau \chi_p) + \tau \kappa_p \chi_p \right]}{m_p C_p + \tau \chi_p}.$$

Новые значения температуры определяются по формулам

$$T^n = \frac{\tilde{D}_1}{\tilde{C}_{11}}; \quad T_p^n = \frac{m_p C_p T_p + \tau \kappa_p \vartheta_{p,k} + \tau \chi_p T^n}{m_p C_p + \tau \chi_p},$$

а $\vartheta_{p,k}$ – по формуле (13). Далее определяется новая внутренняя энергия несущей фазы: $\varepsilon^n = \varepsilon(T^n, \rho^n)$. Новые координаты частиц вычисляются по формуле $\vec{r}_p^n = \vec{r}_p + 0,5\tau(\vec{V}_p + \vec{V}_p^n)$.

Расчет дробления частиц. Для численной реализации удобно реальный *ступенчатый* процесс дробления представить в виде процесса непрерывного изменения размеров капель при их нахождении в критических условиях ($We_p > We_{cr}$).

Если ввести безразмерное время нахождения капли в критических условиях $\theta_p = \int_0^t \frac{|\vec{V}_p - \vec{V}_c|}{d_p} \sqrt{\frac{\rho_c}{\rho_p}} dt$, то текущий диаметр капли можно определить через вероятность целостности капли: $d_p = d_p^0 \exp(-\lambda \theta_p)$, где d_p^0 – начальный диаметр капли. Значение λ находится из условия $d_{cr} = d_p^0 \exp(-\lambda \theta_{br})$. Тогда $d_p = d_p^0 (d_{cr}/d_p^0)^{\theta_p/\theta_{br}}$. При уменьшении диаметра капли до текущего критического значения дробление прекращается.

Эта модель дробления реализована следующим образом. Для каждой квазичастицы определяется приращение безразмерного времени нахождения в критических (по дроблению) условиях:

$$\Delta\theta_p = \begin{cases} \tau \frac{|\vec{V}_p - \vec{V}_c|}{d_p}, & \text{если } We_p > We_{cr} \text{ и } d_p > d_{cr}; \\ 0, & \text{если } We_p \leq We_{cr} \text{ и } d_p \leq d_{cr}. \end{cases}$$

Новый диаметр каплей находится по формуле $d_p^n = d_p (d_{cr}/d_p)^{\Delta\theta_p/\theta_{br}}$. Предполагается, что все капли, входящие в квазичастицу, дробятся одинаковым образом. Новое число частиц в квазичастице определяется из условия сохранения массы: $n^n = (d_p/d_p^n)^3 n$.

3. Верификационные расчеты

Для проверки адекватности численной реализации исходных математических моделей использовались три одномерные задачи с точным решением из работы [15]. Во всех задачах несущая фаза (идеальный газ) имела следующие параметры: $\rho = 1 \text{ кг/м}^3$, $\varepsilon = 144 \text{ кДж/кг}$, $\gamma = 5/3$, $\mu = 2 \cdot 10^{-5} \text{ кг/(м} \cdot \text{с)}$; плотность материала частиц $\rho = 1000 \text{ кг/м}^3$. Предполагалось отсутствие влияния частиц на состояние газа.

Задача 1. Разгон частиц на плоской волне разрежения. В начальный момент времени газ заполняет полупространство с нулевым давлением на границе. На расстояниях $-0,0002$; $-0,2$; -1 ; -2 м от границы в газе расставлены жесткие частицы диаметром $d = 2 \cdot 10^{-5} \text{ м}$. Волна разрежения, которая распространяется вглубь полупространства, вовлекает частицы в движение.

Задача решалась на лагранжевой сетке с ячейками размером $0,025 \text{ м}$.

На рис. 3 показано сравнение расчетных траекторий частиц с точным решением, свидетельствующее об их хорошем совпадении.

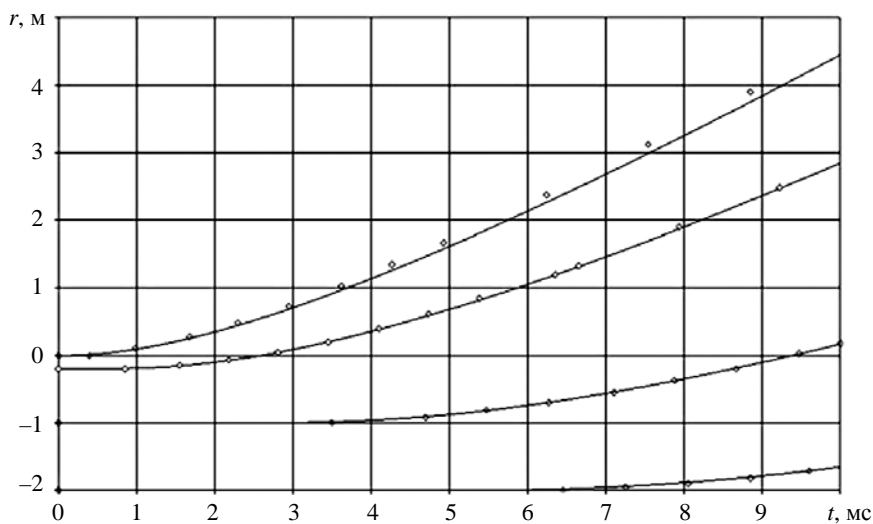


Рис. 3. Задача 1. Точные (\diamond) и расчетные (—) координаты частиц

Задача 2. Торможение частицы в неподвижном газе. В начальный момент частица диаметром 10^{-4} м начинает двигаться в газе со скоростью 4000 м/с. Коэффициент сопротивления частицы $C = 24/Re + 0,42$.

Задача решалась на неподвижной расчетной сетке с ячейками размером 0,025 м.

На рис. 4, 5 расчетные зависимости скорости и положения частицы от времени сравниваются с аналитическим решением. Видно хорошее совпадение численного и аналитического решений.

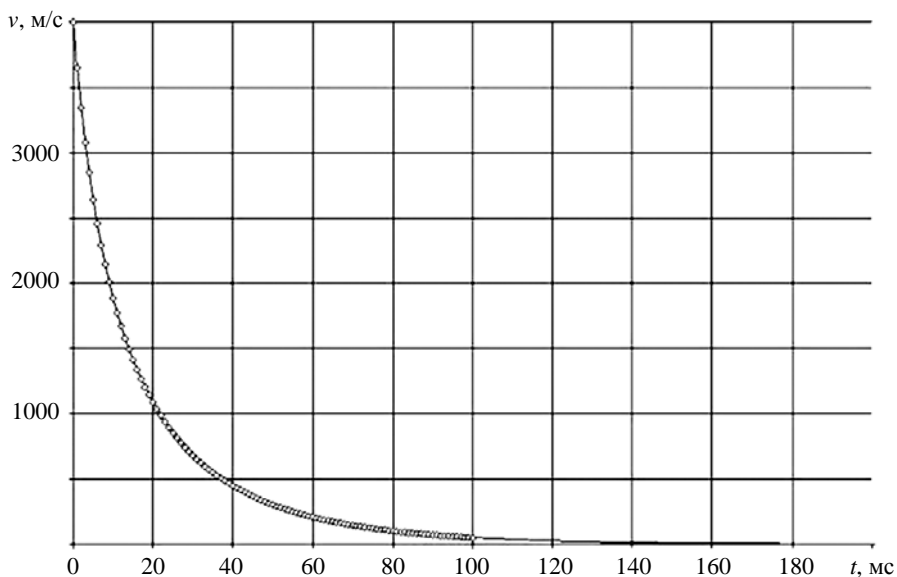


Рис. 4. Задача 2. Точная (\diamond) и расчетная (—) скорости частицы

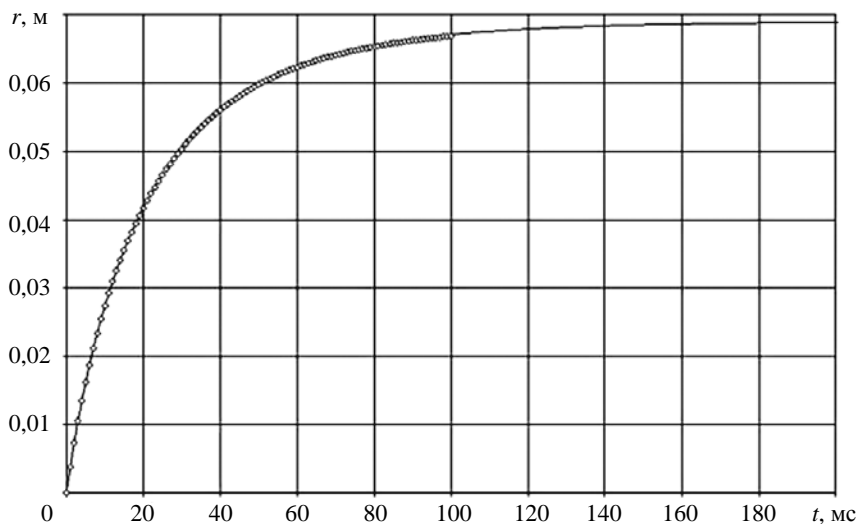


Рис. 5. Задача 2. Точная (\diamond) и расчетная (—) координаты частицы

Задача 3. Разгон частиц плоской ударной волной. В полупространстве, ограниченном с одной стороны поршнем и заполненным газом, на разных расстояниях от поршня расставлены частицы диаметром $2 \cdot 10^{-5}$ м. Коэффициент сопротивления частиц $C = 24/Re$. В начальный момент поршень начинает вдвигаться в газ с постоянной скоростью 1000 м/с.

Задача решалась на лагранжевой расчетной сетке с начальными размерами ячеек 0,01 м.

На рис. 6 приведены точная и расчетная траектории частицы с начальной координатой 0,04 м. Наблюдается их хорошее совпадение.

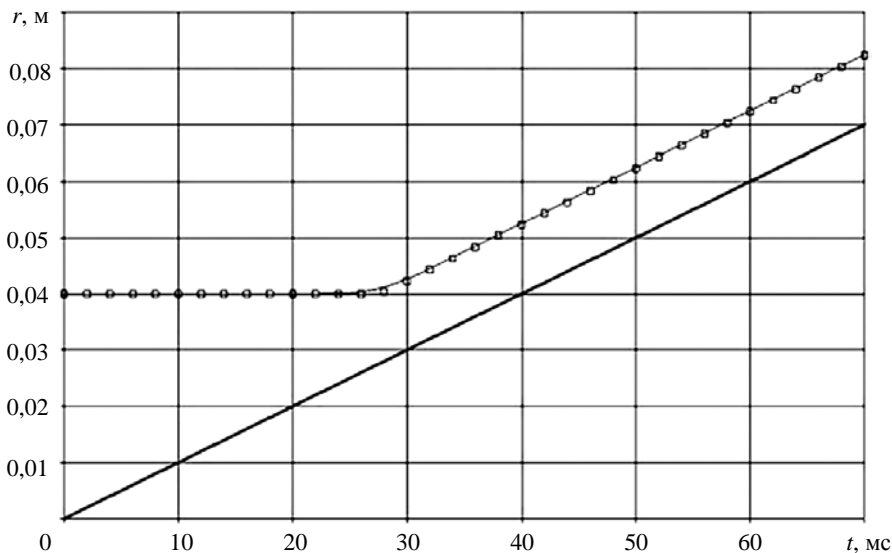


Рис. 6. Задача 3. Точная (\square) и расчетная (—) координаты частицы и траектория поршня (—)

Заключение

Создана методика численного моделирования двумерных течений дисперсных сред на лагранжево-эйлеровых сетках. Использование таких сеток наряду с методом концентраций для выделения контактных границ сплошного компонента дает возможность моделировать течения многокомпонентных сплошных сред с большими деформациями среды, диспергированием некоторых компонентов и взаимодействием дисперсного и сплошных компонентов среды. Результаты трех верификационных расчетов демонстрируют адекватность численной реализации модели течения.

Список литературы

1. Harlow F. Y., Amsden A. A. Numerical calculation of multiphase fluid flow // J. Comp. Phys. 1975. Vol. 17. P. 19–52.
2. Dukowich J. K. A particle-fluid numerical model for liquid sprays // Ibid. 1980. Vol. 35. P. 229–235.
3. Рахматуллин Х. А. Основы газовой динамики взаимопроникающих движений сплошных сред // Приклад. математика и механика. 1958. Т. 20, № 2. С. 184–195.
4. Нигматулин Р. И. Динамика многофазных сред. Т. 1. – М.: Наука, 1987.
5. Ishii R., Umera Y., Yuhi M. Numerical analysis of gas-particle two-phase flows // J. Fluid Mech. 1989. Vol. 203. P. 475–515.
6. Mostafa A. A., Mongia H. C. On the modeling of turbulent evaporating sprays: Eulerian versus Lagrangian approach // Int. J. Heat and Mass Transfer. 1987. Vol. 30, N 12. P. 2583–2595.
7. Коробейников В. П., Марков В. В., Меньшов И. С. Численное моделирование распространения ударных волн по неоднородной пылегазовой смеси // ДАН СССР. 1986. Т. 290, № 4. С. 816–819.
8. Самигулин М. С. Метод численного моделирования двумерных течений дисперсных сред в континуальном многоскоростном приближении // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Матем. моделирование физ. процессов. 1991. Вып. 1. С. 3–8.
9. Авдеев П. А., Артамонов М. В., Бахрах С. М. и др. Комплекс программ ЛЭГАК для расчета нестационарных течений многокомпонентной сплошной среды и принципы реализации комплекса на многопроцессорных ЭВМ с распределенной памятью // Там же. 2001. Вып. 3. С. 14–18.
10. Бахрах С. М., Глаголева Ю. П., Самигулин М. С. и др. Расчет газодинамических течений на основе метода концентраций // ДАН СССР. 1981. Т. 257, № 3. С. 566–569.
11. Стернин Л. Е., Шрайбер А. А. Многофазные течения газа с частицами. – М.: Машиностроение, 1994.
12. Яненко Н. Н. Метод дробных шагов решения многомерных задач математической физики. – Новосибирск: Наука, 1967.
13. Загускин В. Л. Численные методы решения плохо обусловленных задач. – Ростов: Изд-во Ростовского университета, 1976.

14. Самигулин М. С., Янилкин Ю. В, Гаврилова Е. С., Шанин А. А. Метод численного моделирования двумерных нестационарных течений полидисперсных сред // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Матем. моделирование физ. процессов. 1995. Вып. 1–2. С. 3–8.
15. Пискунов В. Н. Физические процессы в дисперсных системах. – М.: МИФИ, 1991.

A Technique for Numerical Simulation of 2D Flows of Disperse Media Using Lagrangian-Eulerian computational grids

M. S. Samigulin, V. F. Spiridonov, O. A. Voronova, Yu. F. Danilov,
V. V. Shkarubskii, A. N. Tarasova, P. A. Avdeyev, M. V. Artamonov,
S. V. Velichko

The technique offered in the paper is based on the model of disperse medium in which the carrier component dynamics is described in the continual (Eulerian) approximation and the disperse component dynamics is described in the discrete (Lagrangian) approximation. The requirement of equal pressures of components. During the numerical simulation the disperse component is partitioned into quasi-particles, i. e. groups of particles of the same size, mass, velocity, and temperature. The difference equation system is solved by splitting in processes on a Lagrangian-Eulerian computational grid. Results of computations for three test problems having exact solutions are presented.

УДК 519.6

Реализация метода расчета вязкой несжимаемой жидкости с использованием многосеточного метода на основе алгоритма SIMPLE в пакете программ ЛОГОС

Ю. Н. Дерюгин, А. С. Козелков,
С. В. Лашкин, Д. П. Силаев,
П. Г. Симонов, Е. С. Тятюшкина

Рассматриваются особенности программной реализации многосеточного метода решения систем линейных алгебраических уравнений с агрегативным способом огрубления. Реализация метода выполнена в пакете программ ЛОГОС для модуля, ориентированного на численное решение уравнений гидродинамики вязкой несжимаемой жидкости на произвольных неструктурированных сетках. Рассматриваются варианты решения скалярных систем линейных алгебраических уравнений с использованием V-, W- и F-циклов многосеточного метода. Особое внимание уделяется распараллеливанию метода, показано решение «проблемы грубых уровней». Приводится сравнение эффективности, полученной при расчетах течений вязкой несжимаемой жидкости с применением алгебраического многосеточного метода и предобусловленного метода сопряженных градиентов, а также многосеточного метода без использования глобального уровня.

Введение

Течения жидкостей и газов описываются краевыми задачами для системы уравнений Навье – Стокса, представляющей собой нелинейные дифференциальные уравнения в частных производных. Проблема дискретизации этих уравнений, а также их численного решения является одной из ключевых в математическом моделировании.

Использование явных разностных схем для дискретизации уравнений Навье – Стокса во многих случаях приводит к жестким ограничениям на шаг интегрирования по времени, что требуется для сохранения устойчивости вычислительной процедуры, и к большому общему времени счета. Применение неявных схем снимает ограничения на шаг интегрирования по времени, который выбирается исходя из необходимой точности вычислений. Однако трудоемкость решения системы линейных уравнений большого размера, порожденной дискретизацией, в некоторых случаях делает невыгодным использование неявных схем. Другим обстоятельством, препятствующим их широкому использованию в вычислительной практике, является трудность построения параллельных итерационных решателей для систем линейных алгебраических уравнений.

Неявная дискретизация уравнений Навье – Стокса порождает систему линейных уравнений, которая решается тем или иным итерационным методом. Выбор подходящего итерационного метода и его реализация во многом определяют общую эффективность вычислительного алгоритма.

На практике используются классические итерационные методы, такие как методы сопряженных и бисопряженных градиентов, метод глобальной минимизации невязки и др. [1].

В большинстве практических задач дискретизация уравнений Навье – Стокса дает систему линейных алгебраических уравнений с плохо обусловленной матрицей. Такая ситуация зачастую имеет место при дискретизации уравнений на неструктурированных сетках, состоящих из многогранников произвольной формы. При этом классические итерационные методы либо «перестают работать», либо имеют очень медленную скорость сходимости [2].

Одним из универсальных методов решения систем разностных уравнений является многосеточный метод Федоренко, основанный на использовании последовательности вложенных сеток и операторов перехода от одной сетки к другой [3, 4]. В этом методе процесс решения начинается с самой грубой сетки. Полученное решение интерполируется на подробную сетку и используется в качестве начального приближения в каком-либо итерационном процессе, что требует сравнительно небольшого числа итераций для достижения заданной точности. При этом учитывается свойство некоторых итерационных методов (например, метода Зейделя) сходиться с высокой скоростью на нескольких итерациях за счет быстрого подавления высокочастотных компонент Фурье [5]. Низкочастотные гармоники сходятся медленнее и составляют основную часть ошибки.

Алгебраические многосеточные методы обычно разделяются на классические селективные методы [6] и методы на основе агрегации [7]. Производительность различных *параллельных* методов агрегации исследуется в работе [8] применительно к решению задач газовой динамики на основе алгоритма SIMPLE [9]. Многосеточный метод использует V-цикл и процедуру Зейделя для сглаживания. Параллельная реализация алгебраического многосеточного метода для решения системы линейных уравнений, порожденной конечно-объемной дискретизацией уравнений Навье – Стокса на неструктурированных сетках, рассматривается в работе [10]. Подходы к параллелизации алгебраических многосеточных методов, использующих различные способы агрегации, сравниваются в работе [11]. В литературе описывается достаточно большое число реализаций алгебраических многосеточных методов, многие из которых, например BoomerAMG [12], имеют открытый исходный код. Обзор алгебраических многосеточных методов приводится в работе [13].

В данной работе представлены особенности реализации алгебраического многосеточного метода с агрегативным способом огрубления. Вариации метода, рассмотренные в работах [2, 6–8, 10–13], невозможно эффективно применить и реализовать в пакете программ ЛОГОС* ввиду его модели памяти, ориентированной на *гране-ячеечное* хранение данных, и механизмов распараллеливания, необходимых для эффективной реализации метода конечных объемов для решения уравнений гидродинамики [9]. Практически все внешние решатели реализуют свою модель памяти, что требует создания дополнительных интерфейсов для доступа к элементам матрицы, а также задействуют свои «внутренние» алгоритмы межпроцессорного взаимодействия, не позволяющие эффективно использовать *гране-ячеечный* формат данных, что негативно сказывается на времени счета, увеличивая его в несколько раз.

В данной работе описаны алгоритмы адаптации многосеточного метода к структуре памяти пакета программ ЛОГОС и его механизмам распараллеливания. Кроме того, предлагается решение *проблемы грубых уровней*, заключающейся в том, что из-за небольшого размера матриц на уровнях с грубыми сетками время, затрачиваемое на обмены, заметно превышает время на вычисления. Для минимизации временных затрат реализован сбор матриц грубого уровня на одном

*Пакет программ ЛОГОС является разработкой ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ» и предназначен для решения сопряженных трехмерных задач конвективного теплопереноса, аэродинамики, гидродинамики и прочности на параллельных ЭВМ [14, 15]. ЛОГОС позволяет рассчитывать течения вязкого сжимаемого и несжимаемого газа с учетом турбулентного перемешивания, процессы распространения тепла в твердом теле, течения в анизотропных пористых средах и другие процессы.

процессе, где происходит формирование *глобального уровня* и дальнейшее продолжение огрубления и решения систем линейных алгебраических уравнений (СЛАУ) в последовательном режиме.

Уравнения для описания течений вязкой несжимаемой жидкости и их дискретизация

Для решения задач вычислительной гидродинамики применяются методы, основанные на решении полной системы уравнений Навье – Стокса и методе расщепления. Одним из наиболее используемых на практике методов расщепления является метод SIMPLE, основанный на методе конечных объемов и итерационной процедуре коррекции давления [9, 16–18].

В результате применения метода конечных объемов дискретный аналог системы уравнений Навье – Стокса относительно неизвестной компоненты скорости u_i записывается в виде [16–19]

$$\sum_{f=1}^{nb(P)} m_f = 0; \quad \sum_f (\rho \mathbf{u} u_i)_f \mathbf{S}_f = \sum_f (\Gamma \nabla u_i)_f \mathbf{S}_f + (Q)_P V,$$

где $nb(P)$ – количество граней в рассматриваемой ячейке P (рис. 1); m_f – массовый поток через грань f ; $\mathbf{u} = \{u_i\}$ – вектор скорости; ρ – плотность; Γ – эффективный коэффициент диффузионного переноса; Q – источник; V – объем ячейки; \mathbf{S}_f – вектор площади грани. Здесь суммирование осуществляется по всем граням контрольного объема. Нижние индексы P, N соответствуют значениям в центрах контрольных объемов P и N , индекс f – значениям на соединяющей их грани. Вектор нормали грани направлен от центра рассматриваемого контрольного объема P к N (см. рис. 1).

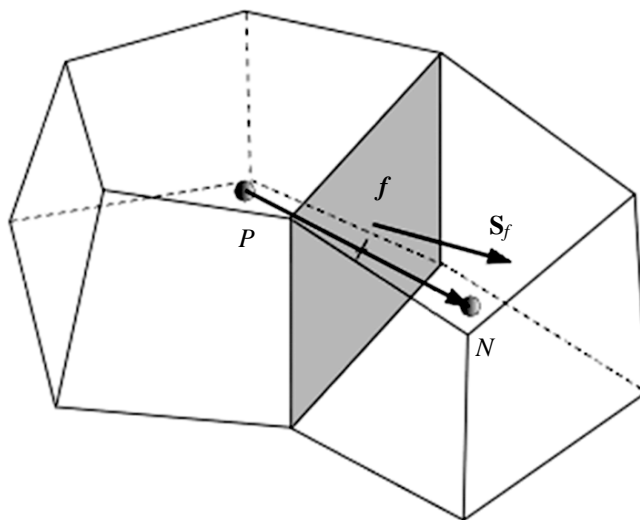


Рис. 1. Контрольные объемы P и N

Применение метода SIMPLE для решения системы уравнений (1) подразумевает введение нескольких этапов [16–18]. В результате решения системы уравнений на этапе *предиктор*

$a_P (u_i)_P^* + \sum_N a_N (u_i)_N^* = -V_P \left(\frac{\partial p}{\partial x_i} \right)_P$ находятся предварительные значения компонент вектора скорости $(u_i)_P^*$. В ячейке P

$$(u_i)_P^* = \frac{-\sum_N a_N (u_i)_N^*}{a_P} - \frac{V_P}{a_P} \left(\frac{\partial p}{\partial x_i} \right)_P$$

или

$$(u_i)_P^* = (\tilde{u}_i)_P^* - \frac{V_P}{a_P} \left(\frac{\partial p}{\partial x_i} \right)_P,$$

где введено обозначение

$$(\tilde{u}_i)_P^* = \frac{-\sum_N a_N (u_i)_N^*}{a_P}.$$

Определенные таким способом предварительные значения компонент вектора скорости не удовлетворяют уравнению неразрывности. Если их подставить в разностный аналог уравнения неразрывности, можно получить следующее выражение:

$$\sum_{f=1}^{nb(P)} \dot{m}_f^* = \delta Q_\rho,$$

где δQ_ρ – результирующий дисбаланс, который устраняется подправкой скорости на этапе *корректор*.

Соотношение, связывающее скорректированные компоненты вектора скорости со скорректированным давлением, запишем в виде

$$(u_i)_P^{n+1} = (\tilde{u}_i)_P^* - \frac{V_P}{a_P} \left(\frac{\partial p}{\partial x_i} \right)_P^{n+1}.$$

В методе SIMPLE для определения давления выводится уравнение Пуассона из предположения выполнения уравнения неразрывности для скорректированных компонент вектора скорости:

$$\operatorname{div} \left(\rho \frac{V_P}{a_P} (\operatorname{grad} p)_P^{n+1} \right) = \operatorname{div} (\rho \tilde{u})_P^*.$$

Для обеспечения единственности решения уравнения Пуассона, когда для него заданы только граничные условия второго рода, необходимо зафиксировать значение давления в любой точке либо применить непосредственно граничное условие, которое в общем случае ухудшает обусловленность матрицы. В результате решения находится поправка поля давления в ячейках сетки. По этому полю восстанавливаются компоненты вектора градиента давления в ячейках сетки.

Таким образом, в результате применения метода SIMPLE имеем четыре скалярных СЛАУ: три системы для каждой из компонент скоростей и одну для коррекции давления.

Практика показывает, что наиболее затратным по времени является решение матрицы давления: при использовании классических итерационных методов оно занимает около 90 % вычислительного времени расчетного шага, что требует аккуратной и оптимальной реализации даже многосеточного метода.

Матрица СЛАУ для давления симметрична и в большинстве случаев не имеет строгого диагонального преобладания из-за применяемых граничных условий. При использовании выходной границы *статическое давление* число обусловленности матрицы имеет порядок 10^7 – 10^8 [20, 21], что делает ее довольно трудной для решения. Если же использовать выходную границу *свободный выход*, то данное число может достигать порядка 10^{10} и более. Матрицы остальных СЛАУ – для компонент скорости, температуры и параметров турбулентности – имеют числа обусловленности порядка 10^1 – 10^2 , что позволяет решать их классическими методами, такими как метод сопряженных градиентов, метод Зейделя и др.

В приведенных ниже тестах число обусловленности для матрицы давления имеет порядок 10^7 , и практика показывает, что для задач гидродинамики на произвольных неструктурированных сетках это число всегда находится в пределах 10^5 – 10^{10} . Наиболее подходящим методом для решения таких СЛАУ является алгебраический многосеточный метод.

В приведенных выше дискретных соотношениях, в том числе в правой части уравнения Пуассона для давления, основной вычисляемой величиной является поток через грань, в связи с чем для численной реализации этих уравнений наиболее удобно и эффективно использовать гране-ячеечный формат представления и расчета сеточных данных.

Гране-ячеечный формат служит для реализации модели памяти относительно граней (см. рис. 1), где грань f разделяет две ячейки и задает вектор единичной нормали, направленный от ячейки P к ячейке N . При построении численной схемы вычисление потоков через внутреннюю грань осуществляется всегда с использованием двух ячеек, вне зависимости от того, сколько на самом деле ячеек прилегает к исходной грани. Внутренняя грань всегда разделяет две ячейки, и локальный индекс ячейки P строго меньше индекса ячейки N . Такая структура оптимальна с точки зрения реализации вычислительных алгоритмов, основные соотношения которых записаны относительно массового потока через грань. В этом случае заполнение матрицы осуществляется относительно грани и за один цикл формируются сразу две строки матрицы: P и N . В случае же ячеечного представления сеточных данных за один цикл возможно сформировать только одну строку матрицы.

Реализация многосеточного метода для скалярных систем

Кратко познакомимся с организацией вычислений с помощью многосеточного метода в соответствии с [2, 3, 5–7, 22]. Для этого рассмотрим систему уравнений:

$$A_h x^h = b^h.$$

Оператор интерполяции P с грубой сетки H на подробную сетку h позволяет представить оператор A_H на грубой сетке в виде

$$A_H = R A_h P,$$

где $R = P^T$. Шаг коррекции решения имеет вид

$$x_{\text{new}}^h = x_{\text{old}}^h + P e^H.$$

Коррекция e^H является точным решением уравнения

$$A_H e^H = r^H,$$

где $r^H = R r^h$; $r^h = b^h - A_h x_{\text{old}}^h$.

Таким образом, многосеточный метод, использующий схему коррекции решения, представляет собой следующую последовательность шагов:

1. Делается μ_1 приближений решения на сетке h при помощи метода Зейделя (предварительное сглаживание).
2. Невязка $r^h = b^h - A_h x_{old}^h \in V_h$ проецируется на пространство V_H , т. е. $r^H = Rr^h$.
3. Находится приближенное решение $A_H e^H = r^H$ на грубой сетке. Для этого рекурсивно выполняется γ циклов многосеточного метода.
4. Коррекция e^H интерполируется на подробную сетку и производится уточнение решения: $x_{new}^h = x_{old}^h + Pe^H$.
5. Делается μ_2 приближений решения на подробной сетке для подавления ошибки интерполяции (заключительное сглаживание).

В зависимости от числа γ рекурсивных вызовов метода на каждом сеточном уровне выделяют различные типы циклов. При $\gamma = 1$ имеет место V-цикл, а при $\gamma = 2$ – W-цикл (рис. 2,а). Если на каждом уровне рекурсивно сначала вызывать один W-цикл, а затем V-цикл, получим F-цикл (рис. 2,б).

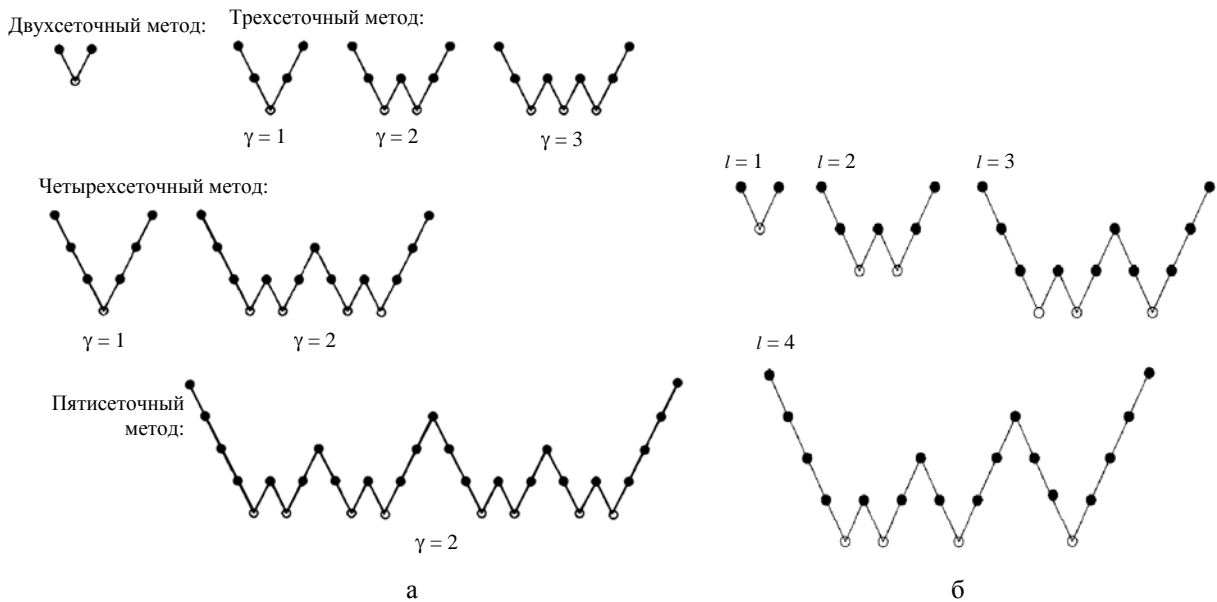


Рис. 2. Типы циклов: а – V- и W-циклы; б – F-цикл

В агрегативном методе огрубления с постоянной интерполяцией [23] все переменные разделяются на агрегаты I_k , содержащие все индексы i , соответствующие ячейкам, которые включены в агрегат k .

Построение оператора на грубой сетке производится при помощи соотношения

$$A_H = RA_hP = \{a_{kl}^H\}, \quad a_{kl}^H = \sum_{i \in I_k} \sum_{j \in I_l} a_{ij}^h \quad (k, l \in C).$$

Рассмотрим сетку, огрубление которой показано на рис. 3. Вычисление матрицы грубого уровня в данном случае будет происходить следующим образом:

$$A_H = RA_nP = \begin{pmatrix} 1 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a_{11} & a_{12} & 0 & 0 \\ a_{21} & a_{22} & a_{23} & 0 \\ 0 & a_{32} & a_{33} & a_{34} \\ 0 & 0 & a_{43} & a_{44} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 1 & 0 \\ 0 & 1 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a_{11} + a_{21} + a_{21} + a_{22} & a_{23} \\ a_{32} & a_{33} + a_{34} + a_{43} + a_{44} \end{pmatrix}.$$

Для хранения матрицы использован грани-ячеечный формат. Отдельно хранятся диагональ D , верхнетреугольная U и нижнетреугольная L части матрицы. Соответственно $A = L + D + U$. Три массива, в которых хранятся D , U и L , являются одномерными. Массив, хранящий диагональ, индексируется номером соответствующей ячейки. Два других массива индексируются номерами граней, определяющих значения соответствующих коэффициентов. Направления упорядочения массивов показаны на рис. 4.

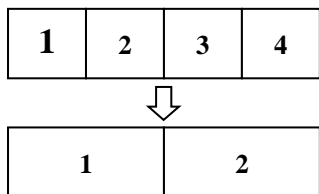


Рис. 3. Пример огрубления сетки

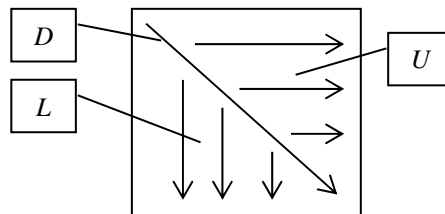


Рис. 4. Расположение матрицы в памяти

В данной работе в качестве *сглаживателя* используется метод Зейделя [20], обладающий признанным сглаживающим оператором [21]

$$x_i^{k+1} = \frac{b_i - \sum_{j=1}^{i-1} a_{ij}x_j^{k+1} - \sum_{j=i+1}^N a_{ij}x_j^k}{a_{ii}}, \quad i \in 1, \dots, N, \quad (2)$$

где N – число ячеек, i – номер строки, j – номер столбца, k – номер шага сглаживания, x_j^k – j -компонента вектора решения на k -м шаге сглаживания. Представление метода в виде (2) не подходит для эффективной реализации, так как требует выборки элементов из массива нижнетреугольной матрицы не в порядке возрастания индексов (см. рис. 4). Доступ к данным в произвольном порядке существенно медленнее последовательного доступа из-за аппаратных особенностей функционирования оперативной памяти. Добиться строго последовательного доступа к элементам массивов хранения коэффициентов матрицы можно преобразованием данного алгоритма к виду

$$x_i^{k+1} = \frac{\tilde{b}_i - \sum_{j=i+1}^N a_{ij}x_j^k}{a_{ii}}; \quad \tilde{b}_j = \tilde{b}_j - a_{ji}x_i; \quad i \in 1, \dots, N; \quad j \in i+1, \dots, N,$$

где $\tilde{\mathbf{b}} = \{b_k\} (k = \overline{1, N})$ – копия вектора \mathbf{b} , подвергающаяся модификации в процессе работы алгоритма.

В алгоритме распараллеливания пакета программ ЛОГОС вводится понятие фиктивных ячеек, которые представляют собой временные копии реальных счетных ячеек и используются для удобства реализации счетных параллельных алгоритмов. Это вызвано тем, что для расчета требуется информация, относящаяся ко всем соседним ячейкам, в то время как доступ к ней затруднен, поскольку реальные счетные ячейки могут размещаться на других MPI-процессах. На рис. 5 показана передача информации при применении данного подхода.

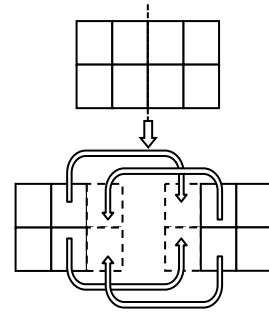


Рис. 5. Передача информации в фиктивные ячейки

При распараллеливании огрубление происходит независимо на каждом MPI-процессе. Фиктивные ячейки огрубляются в соответствии с огрублением их действительных прообразов на соответствующих процессах. Таким образом, в ходе огрубления число связей между процессами уменьшается (рис. 6,а).

Однако данный подход к распараллеливанию огрубления порождает две проблемы. Во-первых, огрубление прекращается, если на каждом процессе осталось по одной действительной ячейке. Во-вторых, на грубых уровнях, где размерность матриц невелика, время, затрачиваемое на межпроцессорные обмены, из-за латентности коммуникационной среды начинает многократно превосходить время, затрачиваемое на вычисления.

Для решения этих проблем предлагается выполнять сбор всех матриц небольшого размера на одном процессе, формируя глобальный уровень, и продолжать огрубление и решение в последовательном режиме (рис. 6,б).

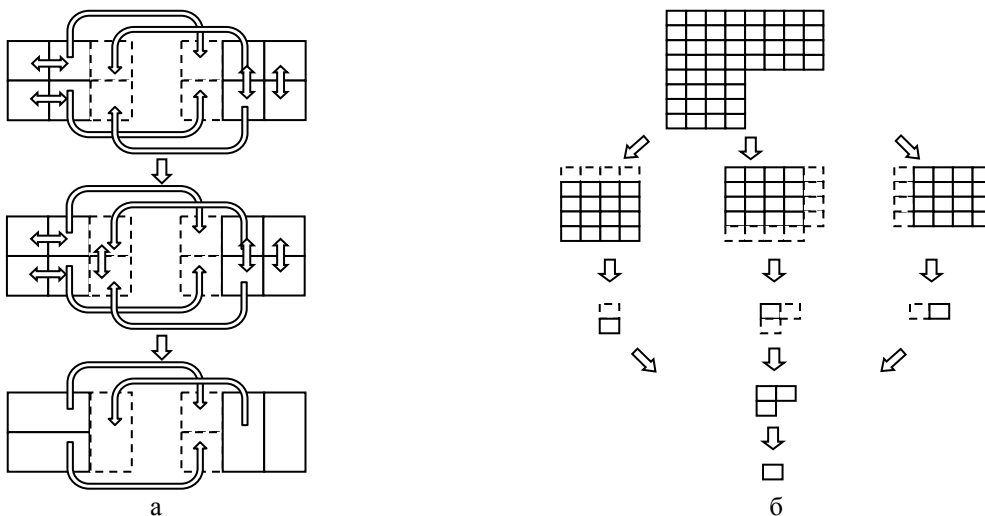


Рис. 6. Огрубление ячеек в параллельном режиме (а) и формирование глобального уровня (б)

Таким образом, использование глобального уровня позволяет не только полностью завершить процесс огрубления в параллельном случае, но и, ввиду хранения информации глобального уровня на одном процессе, избежать накладных расходов на избыточные межпроцессорные обмены при обработке уровней с самыми грубыми сетками.

Анализ применения многосеточных технологий для расчета течений вязкой несжимаемой жидкости

Для анализа эффективности применения описанной реализации^{**} рассматривается численное решение типичных задач динамики вязкой несжимаемой жидкости. В этих задачах рассчитываются стационарное изотермическое турбулентное течение вязкой несжимаемой жидкости в прямолинейной трубе с круглым сечением, соответствующее числу Рейнольдса 10000, и течение за обратным уступом [24]. Данные задачи требуют решения:

- трех СЛАУ для сохранения импульса (матриц скоростей);
- одной СЛАУ относительно коррекции давления (матрицы давления);
- двух СЛАУ для турбулентных параметров (матриц турбулентности).

Матрицы этих СЛАУ сильно различаются по своим свойствам и требуют экспериментального подбора методов их решения. Все матрицы, кроме матрицы давления, являются несимметричными и имеют строгое диагональное преобладание. Матрица давления является симметричной и не имеет строгого диагонального преобладания.

Результаты решения СЛАУ с использованием трех различных методов для задачи с течением в прямолинейной круглой трубе приведены в табл. 1. Относительная точность во всех решателях задавалась равной 0,1, максимальное число внутренних итераций ограничивалось 1000.

Таблица 1

Среднее время решения различных матриц за один шаг

Матрица/Решатель	Число обусловленности матрицы	Время решения СЛАУ, с		
		Метод Зейделя	Метод сопряженных градиентов	Алгебраический многосеточный метод
Скорость по X	$6,1 \cdot 10^1$	0,001	0,008	0,044
Скорость по Y	$6,1 \cdot 10^1$	0,001	0,008	0,044
Скорость по Z	$6,1 \cdot 10^1$	0,001	0,008	0,044
Давление	$4,8 \cdot 10^7$	11,791	0,562	0,201
Турбулентный параметр K	$5,4 \cdot 10^1$	0,001	0,005	0,045
Турбулентный параметр W	$2,2 \cdot 10^1$	0,001	0,005	0,057

Для метода сопряженных градиентов использовался предобуславливатель Эйзенштата [25].

Решение матрицы СЛАУ многосеточным методом осуществляется с помощью V-цикла как наименее требовательного с вычислительной точки зрения. В параллельном режиме предобуславливатель работает автономно на каждом процессе для локальной матрицы, и после каждой итерации решателя происходят межпроцессорные обмены.

^{**} Общие предварительные исследования данной реализации приведены в [22].

Результаты расчетов, приведенные в табл. 1, показывают, что по времени решения отдельную группу составляют матрицы скоростей и турбуленности, для которых порядок числа обусловленности равен единице. В эту группу не входит матрица давления, имеющая число обусловленности на несколько порядков выше и требующая значительно больших ресурсов для решения.

Из табл. 1 следует, что для матриц с небольшим числом обусловленности целесообразнее использовать классические итерационные методы, такие как метод Зейделя и метод сопряженных градиентов. Хотя эти методы и имеют более низкую скорость сходимости по сравнению с многосеточным методом, что следует из числа необходимых итераций для решения матриц СЛАУ, они не требуют дополнительных этапов построения последовательности вложенных матриц.

Ситуация кардинально меняется для матриц с большим числом обусловленности, таких как матрица давления. Классические итерационные методы в этом случае требуют большого числа итераций для достижения даже небольшой точности [21]. Использование же многосеточного метода, несмотря на затраты дополнительного времени для построения последовательности вложенных матриц, здесь оправдано за счет более высокой скорости сходимости. Результаты также свидетельствуют о том, что при решении матрицы давления многосеточный метод дает существенный (более чем в 2 раза) выигрыш по сравнению с наиболее используемым на практике методом сопряженных градиентов.

Чтобы детально проанализировать применимость многосеточного метода для решения матриц давления, получаемых в результате дискретизации основной системы уравнений методом SIMPLE, использовались три теста.

Тест 1. Рассматривалось стационарное изотермическое турбулентное течение вязкой несжимаемой жидкости в прямолинейной гладкой трубе с круглым сечением, соответствующее числу Рейнольдса 10000. Для анализа применения многосеточного метода на последовательности сгущающихся сеток были выбраны три сеточные модели трубы: с 40000, 800000 и 1500000 ячеек (рис. 7). Численный расчет проводился на установление до получения стационарного режима течения с использованием SST-модели турбуленности [26] с автоматическим определением ширины пограничного слоя.

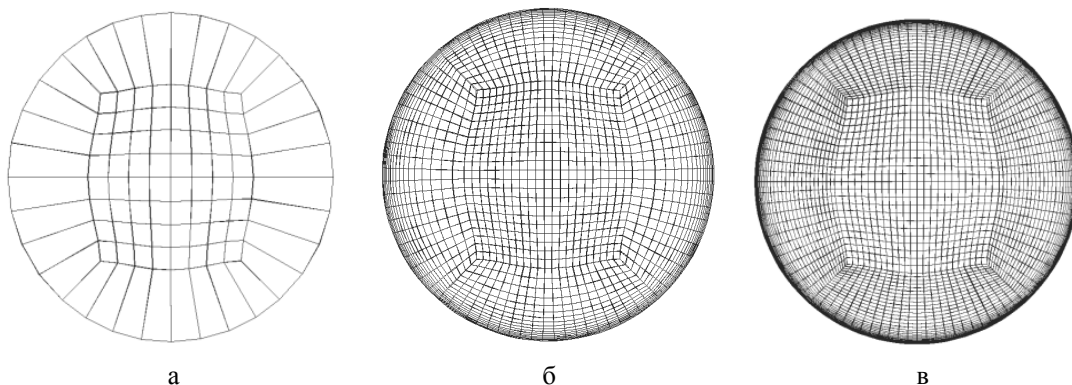


Рис. 7. Варианты сеточных моделей: а – 40000 ячеек; б – 800000 ячеек; в – 1500000 ячеек

Для каждой из представленных моделей задача решалась с использованием двух методов решения СЛАУ: предобусловленного метода сопряженных градиентов (PCG) и алгебраического многосеточного метода с агрегативным способом огрубления (AMG). Применялось граничное усло-

вие *статическое давление*. Для такой постановки число обусловленности матрицы давления, как отмечалось выше, имеет значение 10^7 . Задача решалась в параллельном режиме, и для всех вариантов количество процессоров равнялось двенадцати.

Из результатов решения для матриц давления, представленных в табл. 2, видно, что время решения задачи при использовании метода сопряженных градиентов для самой грубой сеточной модели в 3 раза больше, чем для многосеточного метода. Время решения для самой подробной сеточной модели с использованием метода сопряженных градиентов более чем в 40 раз превышает время решения алгебраическим многосеточным методом.

Таблица 2

Тест 1. Полное время решения задачи и число итераций

Решатель СЛАУ	Модель 1 (40000 ячеек)		Модель 2 (800000 ячеек)		Модель 3 (1500000 ячеек)	
	Число итераций	Время решения, с	Число итераций	Время решения, с	Число итераций	Время решения, с
AMG	461	20,66	590	565	1168	3828
PCG	489	62,57	549	16113	1168	158742

Отметим, что эти цифры не являются характерными для данного класса задач, а зависят от многих факторов, таких как структура течения, сложность сеточной модели, накладываемые граничные условия и т. д. Опыт практического применения многосеточного метода для решения задач вычислительной гидродинамики показывает, что среднее время увеличения скорости счета по сравнению с методом сопряженных градиентов составляет 4–6 раз.

Тест 2. Чтобы показать преимущества использования в многосеточном методе глобального уровня, были взяты три различные постановки задачи с течением в «круглой» трубе, отличающиеся количеством используемых MPI-процессов: 6, 12 и 24. Сеточная модель решаемой задачи представлена на рис. 7,б. Задача решалась с помощью решателя AMG в двух вариантах: без использования глобального уровня (AMG1) и с его использованием (AMG2).

Время решения задачи и число итераций до сходимости решения задачи представлены в табл. 3. Видно, что при использовании решателя с глобальным уровнем на 24 процессах время решения уменьшается более чем в два раза, хотя на 6 процессах только в 1,2 раза.

Таблица 3

Тест 2. Полное время решения задачи и число итераций

Решатель СЛАУ	6 процессов		12 процессов		24 процесса	
	Число итераций	Время решения, с	Число итераций	Время решения, с	Число итераций	Время решения, с
Многосеточный метод без глобального уровня	1425	647	1377	365	1397	238
Многосеточный метод с глобальным уровнем	1469	552	1402	233	1442	104

Тест 3. Наиболее ярко различие между применением классических и многосеточных технологий решения СЛАУ проявляется при решении задач, содержащих десятки миллионов счетных ячеек, где время счета отдельной задачи может различаться на несколько, а то и несколько десятков часов. В качестве примера приведем решение задачи с течением в канале за обратным уступом (рис. 8, см. также цв. вкл.). Полное описание, постановка и методы решения задачи описаны в [24]. В качестве модели турбулентности выбрана SST-модель с автоматическим определением ширины пограничного слоя. Подчеркнем, что цель данного теста – не демонстрировать точность полученных результатов по сравнению с экспериментом, а показать основные преимущества алгебраического многосеточного метода по сравнению с итерационными методами. Поэтому, чтобы сделать задачу показательной с точки зрения решателей СЛАУ, были построены две сеточные модели: на 14 и 30 млн счетных ячеек.

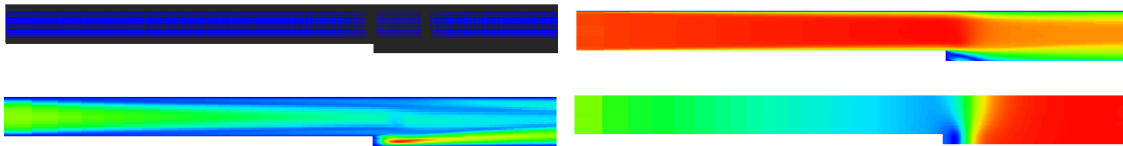


Рис. 8. Сеточная топология. Распределение скорости, турбулентной вязкости и давления

Чтобы наиболее полно и точно оценить результаты теста и сделать соответствующие выводы, для каждой из перечисленных моделей было выбрано 9 тестовых случаев. Каждая модель решалась с использованием разного количества процессов (в зависимости от числа счетных ячеек) и разных решателей СЛАУ: многосеточного метода с глобальным уровнем и без него, а также метода сопряженных градиентов. Все полученные результаты сведены в табл. 4, 5 и позволяют сделать однозначный вывод в пользу применения того или иного решателя. Также в таблицах представлены результаты по количеству внешних итераций до сходимости метода SIMPLE, так как это количество ожидаемо разное и находится в пределах ± 1000 итераций, что также вызывает дополнительные сложности при вычислении временных характеристик решателей СЛАУ.

Таблица 4

Тест 3. Результаты решения задачи на сетке с 14 млн ячеек

Количество процессов	Многосеточный метод с глобальным уровнем		Многосеточный метод без глобального уровня		Метод сопряженных градиентов	
	Время решения, с	Число итераций SIMPLE	Время решения, с	Число итераций SIMPLE	Время решения, с	Число итераций SIMPLE
100	15927	6642	223623	5909	67519	5738
250	7888	6237	98444	5962	31177	5661
500	5695	6569	62181	5141	19006	5918
1000	5377	5853	63850	6935	9814	5737

Тест 3. Результаты решения задачи на сетке с 30 млн ячеек

Количество процессов	Многосеточный метод с глобальным уровнем		Многосеточный метод без глобального уровня		Метод сопряженных градиентов	
	Время решения, с	Число итераций SIMPLE	Время решения, с	Число итераций SIMPLE	Время решения, с	Число итераций SIMPLE
100	42701	10295	176973	10179	177169	10414
250	17458	9886	126147	10240	83461	10719
500	11199	9882	72190	10211	54799	9998
1000	12352	10368	75130	10355	23787	10009
2000	15848	10001	95201	9611	19858	10172

Что касается эффективности распараллеливания, то, по оценкам авторов, при использовании многосеточных технологий наиболее эффективно на одном вычислительном ядре вести расчет 30–70 тысяч ячеек. Данный диапазон чисел является совокупным показателем и определяется как самой вычислительной машиной (используемые процессоры, архитектура, топология коммуникационной среды и т. п.), так и методами распараллеливания, применяемыми в программном комплексе ЛОГОС.

Из представленных в табл. 4, 5 результатов расчетов следует, что использование глобального уровня в многосеточном методе позволяет значительно сократить время решения задачи. Кроме того, многосеточный метод с глобальным уровнем по времени решения предпочтительнее метода сопряженных градиентов. Однако следует отметить, что метод сопряженных градиентов лучше масштабируется на большом числе процессов. Это связано с тем, что решение на глобальном уровне является этапом, выполняющимся в последовательном режиме, и, следовательно, ухудшает масштабируемость. В перспективе в качестве решения данной проблемы планируется реализовать сбор каскадных уровней для постепенного уменьшения числа процессов, участвующих в счете, сохраняя при этом преимущества глобального уровня.

Выводы

Рассмотрено применение алгебраического многосеточного метода с агрегативным способом округления для численного решения уравнений гидродинамики вязкой несжимаемой жидкости на произвольных неструктурированных сетках. Описаны принципы реализации этого метода в пакете программ ЛОГОС, показано преимущество использования грубых уровней при распараллеливании метода. Анализ времени счета для типичных задач динамики вязкой несжимаемой

жидкости показал, что время увеличения скорости счета по сравнению с методом сопряженных градиентов при использовании нескольких сотен процессоров и сетки в несколько десятков миллионов ячеек составляет не менее 4 раз.

Список литературы

1. Saad Y. Iterative methods for sparse linear systems. – Philadelphia: Society for Industrial and Applied Mathematics, 2003.
2. Brandt A. Guide to multigrid development // Lecture Notes in Mathematics. 1982. Vol. 960. P. 220–312.
3. Федоренко Р. П. Релаксационный метод решения разностных эллиптических уравнений // Журнал вычисл. математики и матем. физики. 1961. Т. 1, № 5. С. 922–927.
4. Бахвалов Н. С. О сходимости одного релаксационного метода для эллиптического оператора с естественными ограничениями // Там же. 1966. Т. 6. С. 101–135.
5. Петров И. Б., Лобанов А. И. Лекции по вычислительной математике: учебное пособие. – М.: Интернет-университет информационных технологий, БИНОМ, 2006.
6. Stuben K., Trottenberg U. Multigrid methods: fundamental algorithms, model problem analysis and applications // Multigrid methods, lecture notes in mathematics 960 / Ed. by W. Hackbusch and U. Trottenberg. – Berlin: Springer, 1982.
7. Vanek P., Mandel J., Brezina M. Algebraic multigrid based on smoothed aggregation for second and fourth order problems // Computing. 1996. Vol. 56, N 2. P. 179–196.
8. Emans M. Performance of parallel AMG-preconditioners in CFD-codes for weakly compressible flows // Parallel Computing. 2010. Vol. 36, N 5–6. P. 326–338.
9. Ferziger J. H., Peric M. Computational methods for fluid dynamics. – Springer, 2002.
10. Darwish M. S., Saad T., Hamdan Z. A high scalability parallel algebraic multigrid solver // Proc. of the European Confer. on Computational Fluid Dynamics (ECCOMAS CFD 2006). Netherlands 5–8 September 2006.
11. Emans M. Benchmarking aggregation amg for linear systems in CFD simulations of compressible internal flows // El. Transactions on Num. Analysis. 2010. Vol. 37. P. 351–366.
12. Van Emden H., Meier-Yang U. BoomerAMG: a parallel algebraic multigrid solver and preconditioner // Appl. Num. Math. 2001. Vol. 41, N 1. P. 155–177.
13. Stuben K. A review of algebraic multigrid // J. of Comp. and Appl. Math. 2001. Vol. 128, N 1–2. P. 281–309.

14. Погосян М. А., Савельевских Е. П., Стрелец Д. Ю., Корнев А. В. Отечественные суперкомпьютерные технологии в авиационной промышленности // Наука и технологии в промышленности. 2012. № 2. С. 26–35.
15. Козелков А. С., Дерюгин Ю. Н., Зеленский Д. К. и др. Многофункциональный пакет программ ЛОГОС для расчета задач гидродинамики и тепломассопереноса на многопроцессорных ЭВМ: базовые технологии и алгоритмы // Тр. XII Межд. семинара «Супервычисления и математическое моделирование». – Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2011. С. 215–230.
16. Флетчер К. Вычислительные методы в динамике жидкостей. – М.: Мир, 1991.
17. Быстров Ю. А., Исаев С. А., Кудрявцев Н. А., Леонтьев А. И. Численное моделирование вихревой интенсификации теплообмена в пакетах труб. – С.-Пб: Судостроение, 2005.
18. Швыдкий В. С., Ярошенко Ю. Г. Механика жидкости и газа. – М.: Академкнига, 2003,
19. Jasak H. Error analysis and estimation for the finite volume method with applications to fluid flows. Thesis submitted for the degree of doctor. Department of Mechanical Engineering, Imperial College of Science, 1996.
20. Бахвалов Н. С., Жидков Н. П., Кобельков Г. М. Численные методы. – М.: Лаборатория базовых знаний, 2002.
21. Уоткинс Д. С. Основы матричных вычислений. – М.: БИНОМ, 2009.
22. Дерюгин Ю. Н., Голубев А. А., Зеленский Д. К. и др. Пакет программ ЛОГОС. Разработка и реализация алгебраического многосеточного метода // Тез. докл. XIV Межд. конф. «Супервычисления и математическое моделирование». – Саров: ВНИИЭФ, 2013. С. 58.
23. Weiss J. M., Maruszewski J. P., Smith W. A. Implicit solution of preconditioned Navier-Stokes equations using algebraic multigrid // AIAA Journal. 1997. Vol. 37, N 1. P. 29–36.
24. Vogel J. C., Eaton J. K. Combined heat transfer and fluid dynamic measurements downstream of a backward-facing step // J. of Heat Transfer. 1985. Vol. 107. P. 922–929.
25. Meurant G. Computer solution of large linear systems. – Elsevier, 1999.
26. Menter F. R. Two-equation Eddy-Viscosity turbulence models for engineering applications // AIAA Journal. 1994. Vol. 32. P. 1598–1605.

The Software Package LOGOS. Algebraic Multigrid Method for Solution of Linear Equations Systems from CFD-Problems

J. N. Derjugin, A. S. Kozelkov, S. V. Lashkin, D. P. Silaev,
P. G. Simonov, E. S. Tyatyushkina

In the paper a software implementation of an algebraic multigrid method (AMG) with aggregative coarsening for solution of systems of linear equations was reviewed. Data and memory structure of the LOGOS, a software package for solving of CFD-problems by SIMPLE-method, were used during the implementation. V-, W-, F-cycles of multigrid method were considered for solution of systems of linear algebraic equations (SLAE). Facebycell storage format for a matrix and an adaptation of Gauss-Seidel method for efficient processing of the format were reviewed. Parallelization of algorithms of both smoothing and coarsening is examined in extra details. Also solution for a problem of parallel coarse level's usage is presented. The problem was the following: because of small matrix size at coarse level's time spent for data exchanges is longer comparing to the time of calculations. The paper contains results of test problems solutions, and comparison of results against other implementations of AMG.

УДК 519.245

Учет неразрешенных резонансов при решении уравнения переноса нейтронов методом Монте-Карло

Е. В. Артемьева, Н. В. Иванов,
А. Г. Малькин, Т. В. Семенова

Для ряда изотопов существует область энергий с неразрешенными резонансами. Особенность этой области состоит в том, что в ней сечения в каждой точке по энергии являются случайными функциями, значения которых определяются статистическими законами распределения параметров резонансов. Рассматриваются два метода учета неразрешенных резонансов: метод вероятностных таблиц и прямой метод. Необходимость учета неразрешенных резонансов в задачах на перенос нейтронов демонстрируется численными расчетами.

Введение

При решении задач переноса нейтронов методом Монте-Карло обычно используются поточечные системы данных по законам взаимодействия нейтрона с атомами элементов. Они готовятся из оцененных данных, хранящихся в библиотеках. Наиболее широко известны библиотеки ENDF/B, которые включают в себя набор модулей NJOY [1] для преобразования оцененных данных в поточечную систему данных. С помощью модуля RECONR строится набор узлов по энергии, достаточный для использования линейной интерполяции с заданной точностью, и оцененные данные преобразуются в поточечную систему данных, составной частью которой являются сечения взаимодействия.

При выборе узлов ось энергий разбивается на четыре части: 1) гладкого поведения сечений при малых энергиях; 2) разрешенных резонансов; 3) неразрешенных резонансов; 4) гладкого поведения сечений при высоких энергиях. Во всех областях, кроме области неразрешенных резонансов, оцененные данные прямо преобразуются в поточечные сечения. В области неразрешенных резонансов сечения являются суммой вкладов сотен резонансов. Существующий уровень техники не позволяет измерить положение и ширину каждого из них, именно поэтому данная область энергий называется областью неразрешенных резонансов. В настоящее время в этой области экспериментальные сечения измеряются с грубым разрешением, т. е. получаются усреднением по интервалам энергий, содержащих несколько сотен резонансов. В нейтронных библиотеках неразрешенные резонансы принято описывать статистическим образом. При этом предполагается, что средние значения параметров резонансов являются достаточно гладкими функциями энергии. Отклонение параметров от средних значений описывается статистическими законами, которые имеют вид распределения χ^2 с заданным числом степеней свободы.

Основная особенность области неразрешенных резонансов состоит в том, что здесь сечения не являются однозначными функциями энергии, а дополнительно зависят от статистических за-

конов распределения параметров резонансов. Это означает, что в каждой точке по энергии имеется некоторое распределение значений сечений, т. е. сечения являются случайными функциями. Случайность сечений создает определенные трудности при решении задач переноса нейтронов, в частности, меняется само уравнение переноса нейтронов. К тому же известно, что если при конструировании реакторов на тепловых нейтронах можно ограничиться обычным уравнением переноса с грубо разрешенными сечениями, то при создании реакторов на быстрых нейтронах, где спектр нейтронов сосредоточен в области неразрешенных резонансов, требуется учет взаимного влияния резонансов и статистического характера сечений.

В одной из первых статей [2] по проблеме неразрешенных резонансов отмечено, что все трудности можно преодолеть с помощью метода Монте-Карло. По заданным статистическим законам разыгрывается набор резонансов и рассчитывается соответствующая поточечная система сечений. С этой системой сечений решается задача переноса. Затем строится новая реализация сечений, и снова решается задача переноса. Окончательное решение получается усреднением серии расчетов. Однако этот способ никогда не использовался из-за больших вычислительных затрат.

В этой же статье был развит приближенный способ учета неразрешенных резонансов, названный методом вероятностных таблиц. Метод сводится к построению вероятностных таблиц распределения значений сечений на интервалах энергий, содержащих сотни неразрешенных резонансов. Он представляет собой обобщение метода подгрупп [3], однако в отличие от этого метода здесь распределение значений сечений формируется не только их изменением по энергии, но и случайностью параметров резонансов. Метод широко используется, но построение вероятностных таблиц связано с выбором ряда параметров, влияние которых трудно оценить при решении задач переноса нейтронов. Это является недостатком метода вероятностных таблиц.

В связи с развитием вычислительной техники (созданием многопроцессорных систем) становится реальной идея прямого учета неразрешенных резонансов, предложенная в [2]. Статья содержит описание двух методов учета неразрешенных резонансов и примеры их использования в программе TDMCC [4].

1. Формулы расчета резонансных сечений

В области неразрешенных резонансов сечения трех процессов – упругого рассеяния, деления и γ -захвата – вычисляются как сумма гладкой подложки и резонансных вкладов. Сумму резонансных вкладов будем называть резонансным сечением. Сечения других процессов предполагаются гладкими и рассчитываются модулем RECONR стандартным образом. Для описания резонансных вкладов используется одноуровневый формализм Брейта – Вигнера.

Модуль RECONR создает отдельный файл с поточечной системой средних параметров резонансов. В их число входят ширины указанных выше процессов, среднее расстояние между центрами резонансов и степени свободы соответствующих статистических распределений χ^2 . Наличие других (конкурирующих) процессов учитывается заданием распределения их суммарной ширины.

Каждой паре квантовых чисел (l, J) составного ядра соответствует свой тип резонансов, обозначаемый ниже индексом λ . Квантовые числа имеют следующий смысл: l – орбитальный момент количества движения, J – полный угловой момент. В зависимости от энергии нейтрона учитывается до трех значений орбитального момента: $l = 0, 1, 2$. В совокупности получается около пяти типов резонансов, каждый из которых описывается своим набором параметров.

Таким образом, расчет одного случайного значения резонансного сечения для энергии E сводится к розыгрышу случайных значений параметров резонансов и вычислению двойной суммы: внешнее суммирование выполняется по типам резонансов, внутреннее – по всем резонансам одного типа, вклад которых заметен в данной точке по энергии. Формулы для расчета случайных значений резонансных сечений в точке E имеют следующий вид:

$$\sigma_s(E, \omega) = \sigma_p(E) + \sum_{\lambda} \sum_r \sigma_{\lambda r}^m \left\{ \left[\frac{\Gamma_{\lambda r}^n}{\Gamma_{\lambda r}} - 2 \sin^2 \theta_l \right] \frac{\Gamma_{\lambda r}^2/4}{\Gamma_{\lambda r}^2/4 + (E - E_{\lambda r})^2} + \sin 2\theta_l \frac{\Gamma_{\lambda r} (E - E_{\lambda r})/2}{\Gamma_{\lambda r}^2/4 + (E - E_{\lambda r})^2} \right\},$$

$$\sigma_p(E) = \sum_l \frac{4\pi}{k^2} (2l+1) \sin^2 \theta_l,$$

$$\sigma_f(E, \omega) = \sum_{\lambda} \sum_r \sigma_{\lambda r}^m \frac{\Gamma_{\lambda r}^f}{\Gamma_{\lambda r}} \frac{\Gamma_{\lambda r}^2/4}{\Gamma_{\lambda r}^2/4 + (E - E_{\lambda r})^2},$$

$$\sigma_\gamma(E, \omega) = \sum_{\lambda} \sum_r \sigma_{\lambda r}^m \frac{\Gamma_{\lambda r}^\gamma}{\Gamma_{\lambda r}} \frac{\Gamma_{\lambda r}^2/4}{\Gamma_{\lambda r}^2/4 + (E - E_{\lambda r})^2}.$$

Здесь σ_p – гладкая потенциальная компонента сечения упругого рассеяния, обусловленная резонансами; σ_s , σ_f , σ_γ – резонансные компоненты в сечениях упругого рассеяния, деления и γ -захвата; θ_l – фаза рассеяния. Внешнее суммирование ведется примерно по пяти типам резонансов: $\lambda = (l, J)$. С ростом расстояния центров $E_{\lambda r}$ резонансов от точки E их вклады в сечение быстро убывают, тем не менее внутренняя сумма содержит обычно сотни членов. Каждый резонанс характеризуется несколькими параметрами: нейтронной шириной $\Gamma_{\lambda r}^n = \Gamma_{\lambda r}^n(E, \omega)$, шириной деления $\Gamma_{\lambda r}^f = \Gamma_{\lambda r}^f(E, \omega)$, шириной γ -захвата $\Gamma_{\lambda r}^\gamma = \Gamma_{\lambda r}^\gamma(E, \omega)$ и полной шириной $\Gamma_{\lambda r} = \Gamma_{\lambda r}^n + \Gamma_{\lambda r}^f + \Gamma_{\lambda r}^\gamma + \Gamma_{\lambda r}^x$, где $\Gamma_{\lambda r}^x(E, \omega)$ – ширина конкурирующих процессов. Расположение резонансов на энергетической оси описывается расстоянием $D_{\lambda r}(E, \omega)$ между центрами $E_{\lambda r}$ резонансов. Множитель $\sigma_{\lambda r}^m(E, \omega)$ имеет смысл максимального вклада отдельного резонанса

$$\sigma_{\lambda r}^m = \frac{4\pi}{k^2} \frac{2J+1}{I+1} \frac{\Gamma_{\lambda r}^n}{\Gamma_{\lambda r}},$$

где I – полный спин ядра; $k = 2,19677 \cdot 10^{-3} A \sqrt{E} / (A+1) 10^{-12}/\text{см}$ – волновое число нейтрона, A – отношение массы изотопа к массе нейтрона.

В приведенных формулах аргумент ω является элементом некоторого вероятностного пространства и служит для обозначения случайного характера соответствующих функций. Фиксированным значениям аргумента ω отвечают выборочные значения функций. Выборочные значения параметров резонансов определяются из статистических законов. Законы распределения ширин имеют вид распределения χ^2 с ν степенями свободы:

$$P_\nu(y) = \frac{\nu}{2G(\nu/2)} \left(\frac{\nu y}{2} \right)^{\nu/2-1} e^{-\nu y/2}, \quad y = \Gamma_{\lambda r}^c / \bar{\Gamma}_{\lambda r}^c, \quad \int_0^\infty P_\nu(y) dy = 1,$$

где $G(x)$ – гамма-функция, $\bar{\Gamma}_{\lambda r}^c$ – средняя ширина процесса c .

Расстояние между резонансами одного типа подчиняется распределению Вигнера:

$$P(z) = \frac{\pi}{2} e^{-\pi z^2/4}, \quad z = D_{\lambda r} / \bar{D}_{\lambda r}, \quad \int_0^{\infty} P(z) z dz = 1,$$

где $\bar{D}_{\lambda r}(E)$ – среднее расстояние между резонансами.

1.1. Формулы расчета тепловых сечений

Приведенные формулы расчета резонансных сечений определяют холодные сечения, т. е. их можно использовать только для нулевой температуры среды. Чтобы получить сечения для температуры T , надо усреднить холодные сечения по скоростям движения ядер среды. Распределение скоростей ядер обычно описывается распределением Максвелла. Процесс усреднения приводит к так называемому доплеровскому уширению резонансов. Сечения с учетом уширения резонансов называют тепловыми сечениями при температуре T .

В литературе существует несколько алгоритмов численного усреднения поточечных систем сечений [5]. Однако в области неразрешенных резонансов эти алгоритмы трудно реализовать из-за случайности значений холодных сечений. С другой стороны, в формулах для резонансных сечений предполагается, что параметры резонансов являются достаточно гладкими функциями энергии. Например, модуль RECONR для построения поточечной системы данных по параметрам резонансов использует не более 250 узлов по энергии, хотя для некоторых элементов область неразрешенных резонансов составляет порядка 100 кэВ. Поэтому при усреднении сечений в точке E резонансные параметры считаются постоянными, равными своим значениям при рассматриваемой энергии E . В результате формулы для расчета тепловых сечений удастся выразить через реальную и мнимую компоненты интеграла ошибок [6]:

$$\sigma_s(E, \omega) = \sum_l \frac{4\pi}{k^2} (2l+1) \sin^2 \theta_l + \sum_{\lambda} \sum_r \sigma_{\lambda r}^m \left\{ \left[\frac{\Gamma_{\lambda r}^n}{\Gamma_{\lambda r}} - 2 \sin^2 \theta_l \right] \psi(a, x) + \sin 2\theta_l \chi(a, x) \right\},$$

$$\sigma_f(E, \omega) = \sum_{\lambda} \sum_r \sigma_{\lambda r}^m \frac{\Gamma_{\lambda r}^f}{\Gamma_{\lambda r}} \psi(a, x), \quad \sigma_v(E, \omega) = \sum_{\lambda} \sum_r \sigma_{\lambda r}^m \frac{\Gamma_{\lambda r}^v}{\Gamma_{\lambda r}} \psi(a, x).$$

Введенные здесь функции ψ и χ связаны с комплексным интегралом ошибок $W(a, x)$ соотношениями

$$\psi(a, x) = a\sqrt{\pi} \operatorname{Re} W(x, a), \quad \chi(a, x) = a\sqrt{\pi} \operatorname{Im} W(x, a), \quad W(a, x) = \frac{i}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{-t^2} dt}{x + ia - t}.$$

Здесь $a = \Gamma_{\lambda r} / 2\Delta$, $x = (E - E_{\lambda r}) / \Delta$, $\Delta = \sqrt{4kTE/A}$ – доплеровская ширина для температуры T ; k – постоянная Больцмана.

Подробный вывод приведенных формул расчета тепловых сечений можно найти в монографии [7].

1.2. Формулы расчета экспериментальных сечений

В данной области неразрешенных резонансов экспериментальные сечения известны только с грубым разрешением. Это означает, что результат измерения в точке E представляет собой средние от реальных значений сечений по окрестности этой точки, содержащей сотни неразрешенных резонансов.

Получим схему расчета экспериментальных сечений из формул расчета холодных резонансных сечений. Для этого возьмем окрестность ΔE точки E , содержащую достаточно большое число резонансов, и усредним по ней холодные сечения. Усреднение сводится к интегрированию по энергии каждого резонанса в этой окрестности. Отметим, что при усреднении грубость измерений позволяет считать параметры резонансов постоянными, равными своим значениям в центре окрестности.

Из свойств распределения расстояний между резонансами следует, что в окрестности ΔE будет в среднем около $N_\lambda = \Delta E / \bar{D}_\lambda$ резонансов типа λ . Кроме того, считая окрестность ΔE достаточно большой, пределы интегрирования при усреднении резонансов можно распространить до бесконечности. Нетрудно видеть, что тогда интеграл от каждого резонанса будет равен π и внутренняя сумма будет состоять из N_λ слагаемых, значения которых имеют одинаковый статистический закон распределения. Это означает, что после усреднения внутренняя сумма будет равна произведению $\pi N_\lambda \langle \cdot \rangle$, где символом $\langle \cdot \rangle$ обозначено усреднение по статистическим законам распределения ширин резонансов.

В результате приходим к следующим формулам расчета экспериментальных сечений в точке E :

$$\sigma_s(E) = \sum_l \frac{4\pi}{k^2} (2l+1) \sin^2 \theta_l + \frac{2\pi^2}{k^2} \sum_\lambda \frac{2J+1}{I+1} \frac{1}{\bar{D}_\lambda} \left[\left\langle \frac{\Gamma_\lambda^n \Gamma_\lambda^n}{\Gamma_\lambda} \right\rangle - 2\bar{\Gamma}_\lambda^n \sin^2 \theta_l \right],$$

$$\sigma_f(E) = \frac{2\pi^2}{k^2} \sum_\lambda \frac{2J+1}{I+1} \frac{1}{\bar{D}_\lambda} \left\langle \frac{\Gamma_\lambda^n \Gamma_\lambda^f}{\Gamma_\lambda} \right\rangle, \quad \sigma_\gamma(E) = \frac{2\pi^2}{k^2} \sum_\lambda \frac{2J+1}{I+1} \frac{1}{\bar{D}_\lambda} \left\langle \frac{\Gamma_\lambda^n \Gamma_\lambda^\gamma}{\Gamma_\lambda} \right\rangle.$$

Отметим, что эти формулы получены из холодных резонансных сечений. Для тепловых сечений формулы надо усреднить по распределению Максвелла с температурой T .

Из сделанных выше предположений следует, что экспериментальные холодные сечения имеют гладкое поведение как функции энергии. Учитывая это, можно показать, что при невысоких температурах порядка 1 эВ тепловые сечения с грубым разрешением достаточно хорошо совпадают с соответствующими холодными сечениями. Аналогичный результат получается, если попытаться вывести тепловые сечения грубого разрешения путем усреднения по окрестности ΔE тепловых резонансных сечений, приведенных в подразделе 1.1.

Из этого наблюдения следует, что рассчитанные значения резонансных сечений в точке E полезно перенормировать на сечения грубого разрешения в этой точке, взятые из соответствующей библиотеки нейтронных данных, чтобы иметь полное совпадение рассчитанных и библиотечных данных грубого разрешения.

2. Два метода учета неразрешенных резонансов

Здесь рассматриваются два способа учета неразрешенных резонансов при решении задач переноса нейтронов методом Монте-Карло. Первый способ – это широко используемый метод вероятностных таблиц [8–10]. Он является обобщением метода подгрупп [3], развитого для учета разрешенных резонансов в групповых методах решения задач переноса. Обобщение связано с тем, что в области неразрешенных резонансов распределение значений сечений на интервале энергий формируется не только их зависимостью от энергии, но и статистическими законами распределения параметров резонансов. Второй метод основан на идее прямого учета резонансов, высказанной в 1972 г. в статье [2].

2.1. Метод вероятностных таблиц

Из-за случайности сечений естественным инструментом построения вероятностных таблиц является метод Монте-Карло. В библиотеке NJOY имеется модуль PURR, который рассчитывает вероятностные таблицы распределения значений сечений методом Монте-Карло. Таблицы рассчитываются в узловых точках по энергии, совпадающих с узлами, в которых заданы параметры резонансов. Предполагается, что между узловыми точками распределения значений сечений определяются с помощью линейной интерполяции.

Вероятностные таблицы определяют распределение значений сечений на интервале $[E_{\min}, E_{\max}]$ энергий из некоторой окрестности узла E . Предполагается, что интервал удовлетворяет двум условиям: он содержит достаточно много резонансов, и в нем параметры резонансов можно считать постоянными, равными своим значениям в узле E . Последнее условие означает, что вклад отдельного резонанса в сечение зависит только от разности энергий нейтрона и резонанса, поэтому точку отсчета энергии можно выбрать произвольно. Вклад отдельного резонанса быстро убывает с ростом разности энергий нейтрона и резонанса.

В сечения из интервала энергий $[E_{\min}, E_{\max}]$ дают вклад также резонансы, лежащие вне интервала, поэтому полезно ввести дополнительную окрестность $[E_{\text{low}}, E_{\text{high}}]$, определяемую границами учитываемых резонансов. В модуле PURR левая граница резонансов выбирается у всех узлов равной $E_{\text{low}} = 16$ эВ. Правая граница резонансов определяется по формуле $E_{\text{high}} = E_{\text{low}} + N_r d_{\min}$, где $N_r = 1000$ – заданное максимальное число резонансов, d_{\min} – минимальное среднее расстояние между резонансами.

Интервал энергий $[E_{\min}, E_{\max}]$ для расчета таблиц сечений выбирается следующим образом:

$$E_{\min} = E_{\text{low}} + N_o d, \quad E_{\max} = E_{\text{high}} - N_o d, \quad \text{где } N_o \approx 300, \quad d = \left(\sum_{\lambda} \frac{1}{\bar{D}_{\lambda}} \right)^{-1}.$$

При $N_o \gg 1$ сечения практически не зависят от положения самого левого резонанса, поэтому его можно выбрать произвольным образом. В модуле PURR самый левый резонанс в окрестности $[E_{\text{low}}, E_{\text{high}}]$ вычисляется по формуле $E_{\lambda 1} = E_{\text{low}} + \bar{D}_{\lambda} \xi$, где λ – тип резонанса, $\xi \in [0, 1]$ – случайное число. Положения следующих резонансов определяются из рекуррентного соотношения $E_{\lambda r} = E_{\text{low}} + \bar{D}_{\lambda} \zeta$, где $\zeta = \sqrt{-\frac{4 \ln \xi}{\pi}}$ – случайная величина, распределенная по закону Вигнера.

Для учета температуры среды T вероятностные таблицы должны определять распределение значений тепловых сечений на интервале $[E_{\min}, E_{\max}]$. Алгоритм расчета таблиц основан на проведении серии испытаний методом Монте-Карло. Каждое испытание состоит из построения в окрестности $[E_{\text{low}}, E_{\text{high}}]$ выборочной системы резонансов и расчета из этой системы значений тепловых сечений в равномерно выбранных точках E_i интервала $[E_{\min}, E_{\max}]$. Предполагается, что достаточно примерно $N = 5000$ случайных точек E_i для описания изменения сечений как функций энергии. Для упрощения алгоритма точки E_i полезно упорядочить по возрастанию.

Формулы расчета значений сечений содержат два суммирования: внешнее – по типам резонансов, внутреннее – по последовательности резонансов одного типа.

Для вычисления внутренней суммы последовательно разыгрываются положения E_{λ_r} резонансов типа λ . Для каждого нового резонанса разыгрываются значения всех ширин: нейтронной ширины $\Gamma_{\lambda_r}^n$, ширины деления $\Gamma_{\lambda_r}^f$, ширины γ -захвата $\Gamma_{\lambda_r}^y$ и ширины конкурирующих процессов $\Gamma_{\lambda_r}^x$. Вычисляется Γ_{λ_r} – полная ширина резонанса: $\Gamma_{\lambda_r} = \Gamma_{\lambda_r}^n + \Gamma_{\lambda_r}^f + \Gamma_{\lambda_r}^y + \Gamma_{\lambda_r}^x$. Очевидно, что вклад в сечения отдельного резонанса будет заметен только в точках E_i , близких к энергии резонанса E_{λ_r} . Критерием близости в модуле PURR выбран промежуток энергии $\Delta E = c_1 \Gamma_{\lambda_r} + \max\{c_1 \Gamma_{\lambda_r}, c_2 \Delta\}$, где $c_1 \approx 32$; $c_2 \approx 20$; Δ – ширина Доплера в узле E при температуре T . Расчет внутренней суммы заканчивается, когда энергия очередного резонанса оказывается больше правой границы E_{high} .

Учет внешней суммы сводится к повторению описанного алгоритма до исчерпания всех типов резонансов. В результате в точках E_i получаются случайные значения резонансных сечений. К ним при необходимости добавляются плавные сечения подложки. Очевидно, что процесс получения сечений сопровождается построением выборочной системы резонансов с параметрами, разыгранными по заданным законам распределения.

Отметим, что имеются некоторые трудности при оценке вероятностных таблиц на испытаниях. Таблицы определяют вероятность появления на интервале $[E_{\min}, E_{\max}]$ полного сечения из заданной полосы значений. Предполагается, что границы полос выбраны так, что в соседних полосах вероятности мало отличаются, и что число полос невелико, около 20. Очевидно, что практически невозможно выбрать заранее границы полос. В модуле PURR предлагается выбирать границы полос на первом испытании путем анализа полученной структуры полного сечения на интервале энергий $[E_{\min}, E_{\max}]$. При известных границах оценка таблиц сводится к подсчету числа попаданий в полосы рассчитанных в точках E_i значений полного сечения. Одновременно оцениваются средние значения в полосах сечений для процессов рассеяния, деления и γ -захвата.

После окончания заданного числа испытаний L выполняется нормировка результатов серии испытаний. Накопленные по полосам суммы сечений процессов нормируются на число попаданий в данную полосу значений полного сечения. В результате получаются средние значения сечений процессов в каждой полосе. Вероятностные таблицы получаются с помощью нормировки чисел попаданий в полосы значений полного сечения. При этом нормировка равна произведению NL , где N – число используемых точек E_i на интервале $[E_{\min}, E_{\max}]$. Средние значения сечений процессов по полосам можно рассматривать как условные средние для соответствующей вероятности значения полного сечения.

Входными данными для расчета таблиц служат два файла. В первом файле находятся данные по сечению подложки, а во втором файле записаны параметры статистических законов для каждого типа резонанса.

2.1. Метод прямого учета неразрешенных резонансов

Идея прямого учета резонансов была предложена в 1972 г. в статье [2]. Она заключается в проведении серии расчетов задачи переноса. Каждый из расчетов выполняется с табличными сечениями, вычисленными по случайному независимому набору параметров резонансов, и решение задачи находится усреднением серии расчетов. В такой формулировке и при существовавшем уровне развития ЭВМ идея была практически нереализуема из-за больших вычислительных затрат на расчет серии задачи и большего объема памяти для хранения таблиц с резонансными сечениями.

В настоящее время объем памяти порядка 1–2 млн слов на изотоп не является запретным, тем более что число изотопов, на которых требуется учитывать неразрешенные резонансы, невелико.

Рассмотрим вторую проблему – затраты на проведение серии расчетов. В современных программах Монте-Карло траектории нейтронов моделируются пачками с заданным числом частиц. Отсюда сразу следует идея моделировать в области неразрешенных резонансов каждую пачку или группу пачек по случайному независимому набору сечений. Нетрудно видеть, что эта процедура приводит к автоматическому усреднению результатов решения задачи по независимым наборам резонансных сечений.

Для реализации процедуры требуется перед началом моделирования пачки рассчитывать новую независимую таблицу резонансных сечений. Очевидно, что для расчета новых таблиц сечений удобно использовать параллельные вычисления. Алгоритм расчета независимых резонансных сечений можно взять из процедуры расчета вероятностных таблиц, где независимые таблицы резонансных сечений создаются на каждом испытании. Отметим, что эти таблицы сечений имеют одну особенность: они рассчитываются в случайно выбранных точках по энергии. В данном случае резонансные сечения удобно рассчитывать на равномерной сетке. В принципе, в окрестности каждого узла задания параметров резонансов сетка может выбираться со своим шагом по энергии. Нетрудно видеть, что таблицы сечений в окрестности одного узла или группы узлов можно вычислять независимо на отдельных процессорах.

Таким образом, в настоящее время имеется возможность решать задачи с прямым учетом неразрешенных резонансов без приближений, присущих методу вероятностных таблиц.

3. Результаты тестирования

Предложенные методы учета неразрешенных резонансов были реализованы в программе TDMCC [4] и протестированы на двух задачах, взятых из отчетов [8, 11].

Первая задача использовалась при тестировании метода вероятностных таблиц в программе MCNP [11]. Представлена бесконечная однородная среда со следующим составом (в процентах атомов): 8,9286 ^{239}Pu , 89,2857 ^{238}U , 1,7857 Н. Плотность полагалась равной 1. Значения коэффициентов размножения нейтронов без учета неразрешенных резонансов, полученные по программам MCNP и TDMCC, равны соответственно 1,49337 (0,00165) и 1,48931 (0,001) (в скобках указано стандартное отклонение). В табл. 1 приводятся аналогичные результаты, полученные с учетом неразрешенных резонансов.

Таблица 1

Результаты расчета задачи с бесконечной однородной средой

Критический параметр	MCNP, метод вероятностных таблиц	TDMCC, метод прямого учета	TDMCC, метод вероятностных таблиц
$k_{эф}$ с учетом неразрешенных резонансов	1,51068 (0,00129)	1,513182 (0,001)	1,512849 (0,001)
$\Delta k_{эф}$	0,01731	0,023872	0,023539

В качестве второй задачи использовался тест BIG TEN [8]. Геометрия системы представляет собой два вложенных друг в друга цилиндра. Ядро имеет радиус 26,67 см и полудлину 27,94 см. Радиус отражателя 41,91 см, полудлина 48,26 см. Состав ядра: ^{234}U (0,00005), ^{235}U (0,00484), ^{238}U (0,04268); состав отражателя ^{235}U (0,0001), ^{238}U (0,04797). Значения коэффициентов размножения нейтронов без учета неразрешенных резонансов, полученные по программам MCNP и TDMCC, равны соответственно 1,0069 (0,0005) и 1,006983 (0,002). Результаты расчетов с учетом неразрешенных резонансов представлены в табл. 2.

Таблица 2

Результаты расчета задачи BIG TEN

Критический параметр	MCNP, метод вероятностных таблиц	TDMCC, метод прямого учета	TDMCC, метод вероятностных таблиц
$k_{эф}$ с учетом неразрешенных резонансов	1,0112 (0,0005)	1,011381 (0,002)	1,011127 (0,002)
$\Delta k_{эф}$	0,0043	0,004398	0,004144

Расчеты показывают, что в ряде задач на перенос нейтронов учет неразрешенных резонансов оказывает существенное влияние на результат. Метод прямого учета неразрешенных резонансов и метод вероятностных таблиц дают близкие результаты, хорошо согласующиеся с результатами, полученными по программе MCNP.

Список литературы

1. MacFarlane R., Muir D. The NJOY nuclear data processing system. Version 91. Los Alamos National report LA-12740-M, 1994.
2. Levitt B. The probability table method for treating unresolved neutron resonances in Monte Carlo calculations // Nucl. Sci. and Eng. 1972. Vol. 49. P. 450–457.
3. Николаев М. Н., Хохлов В. Ф. Система подгрупповых констант: бюллетень информационного центра по ядерным данным. – М.: Атомиздат, 1967. Вып. 4. С. 392.
4. Программа TDMCC (Time Dependent Monte Carlo Code). Свидетельство о государственной регистрации № 2010614412 // Электронный бюллетень. 2010. № 2 [Электронный ресурс]. – <http://www.fips.ru>.

5. Cullen D., Weisbin C. Exact Doppler broadening of tabulated cross sections // Nucl. Sci. and Eng. 1976. Vol. 60. P. 199–229.
6. Абрамовиц М., Стиган И. Справочник по специальным функциям. – М.: Наука, 1979. С. 119.
7. Белл Д., Глесстон С. Теория ядерных реакторов. – М.: Атомиздат, 1974. С. 336.
8. Little R., MacFarlane R. ENDF/B-VI neutron library for MCNP with probability tables. Los Alamos National report LA-UR-98-5718, 1998.
9. Zheng S., Vergnaud T., Nimal J. Neutron cross-sections probability tables in TRIPOLI-3 Monte-Carlo transport code // Nucl. Sci. and Eng. 1998. Vol. 128. P. 321.
10. Martin N., Hebert A. A Monte-Carlo lattice code with probability tables and optimized energy meshes // Ibid. 2011. Vol. 167. P. 177–195.
11. Carter L., Little R., Hendricks J., MacFarlane R. New probability table treatment in MCNP for unresolved resonances. Los Alamos National report LA-UR-98-26, 1998.

Accounting for Unresolved Resonances in Monte-Carlo Simulations of the Neutron Transport Equation

E. V. Artemi'yeva, N. V. Ivanov, A. G. Mal'kin, T. V. Semenova

For a number of isotopes there exists an energy range with unresolved resonances. A special feature of this range is that cross sections at each energy point in this range are random functions, the values of which are determined by statistic laws of distribution of resonance parameters. Two methods of accounting for the unresolved resonances are considered: the method of probability tables and the direct method. The necessity of accounting for the unresolved resonances in neutron transport problems is illustrated by numerical simulations.

УДК 519.6

Методика моделирования анизотропии рассеяния нейтронов в P_n -приближении

А. Н. Иванов, Н. В. Иванов

В многогрупповом приближении анизотропия рассеяния нейтронов описывается коэффициентами разложения по полиномам Лежандра. При численном решении обычно используются разложения низкого порядка из трех или пяти членов. Восстановленная из таких разложений плотность распределения косинуса угла рассеяния может принимать отрицательные значения, что делает невозможным решение задач переноса методом Монте-Карло в одинаковой постановке с разностными методами. Во избежание этого исходная плотность заменяется эквивалентной дискретной плотностью. Эквивалентность понимается в смысле совпадения моментов плотностей. Для сглаживания лучевых эффектов к дискретной плотности добавляется комбинация треугольных плотностей, сохраняющая два первых момента исходной плотности.

Введение

При численном решении задач переноса нейтронов используются метод Монте-Карло и разностные методы. Одним из способов проверки достоверности найденного решения является сравнение результатов, полученных при расчетах по разным методам в одинаковой постановке. С помощью разностных методов решаются уравнения переноса в многогрупповом приближении [1], и поэтому представляют интерес расчеты методом Монте-Карло в этом приближении.

В многогрупповом приближении область изменения энергии делится на конечное число групп и сечения взаимодействия нейтронов с атомами среды усредняются по энергиям групп. Усредненные сечения (групповые константы) для разных атомов вычисляются перед решением уравнения переноса и хранятся в специальных библиотеках. Групповые константы вещества состоят из сечений реакций, вероятностей перехода из группы в группу и соответствующих данных для анизотропии рассеяния в лабораторной системе координат. Для каждого перехода анизотропия рассеяния описывается плотностью распределения $p(\mu)$ косинуса угла рассеяния и хранится в виде коэффициентов разложения по полиномам Лежандра.

В разностных методах для быстрого вычисления интеграла рассеяния обычно используются разложения низкого порядка – из трех-пяти членов. В то же время известно, что для некоторых переходов распределение косинуса угла рассеяния может быть сосредоточено на небольшой части интервала $[-1, 1]$. Такие ситуации наблюдаются на легких атомах и при увеличении числа групп.

Ступенчатые функции плохо аппроксимируются полиномами Лежандра, поэтому при низком порядке восстановленная из разложения плотность $p(\mu)$ может принимать отрицательные значения.

Плотности с отрицательными значениями невозможно прямо моделировать методом Монте-Карло.

Для решения этой проблемы в работе [2] предложено заменить исходную плотность эквивалентной дискретной плотностью $p_d(\mu)$. Эквивалентность понимается как совпадение моментов плотностей. Дискретная плотность строится в виде взвешенной суммы дельта-функций: $p_d(\mu) = \sum_k w_k \delta(\mu - \mu_k)$, число членов которой меньше или равно $(N + 1)/2$, где N порядок разложения исходной плотности по полиномам Лежандра.

При небольшом числе дельта-функций дискретная плотность может приводить в расчетах к лучевым эффектам. Для их сглаживания в работе [3] предлагается добавить к дискретной плотности линейную плотность, параметры которой определяются из условия сохранения первого момента $\langle \mu \rangle$ – среднего косинуса угла рассеяния. Линейная плотность имеет недостаток – она «размазывает» ступенчатые распределения на весь интервал $[-1, 1]$.

В данной статье излагается новая методика моделирования групповой анизотропии рассеяния. Она основана на работах [2, 3] и отличается от них новым способом сглаживания лучевых эффектов.

В методике строится комбинация дискретной и треугольных плотностей. Параметры треугольных плотностей определяются из условия сохранения первых двух моментов: $\langle \mu \rangle$ и $\langle \mu^2 \rangle$. Треугольные плотности хорошо описывают особенности анизотропии в многогрупповом приближении. В методике выделен случай, когда восстановленная плотность $p(\mu)$ оказывается положительной даже при небольшом числе членов разложения. Для выявления таких ситуаций построен метод проверки положительности плотности, а также предложен метод моделирования косинуса угла рассеяния прямо из разложения плотности по полиномам Лежандра.

Метод построения эквивалентной дискретной плотности

Метод построения дискретной плотности тесно связан с теорией квадратур Гаусса. Пусть плотность $p(\mu)$ косинуса угла рассеяния задана разложением по полиномам Лежандра $P_k(\mu)$:

$$\tilde{p}(\mu) = \sum_{k=0}^K \frac{2k+1}{2} f_k P_k(\mu), \quad f_k = \int_{-1}^1 p(\mu) P_k(\mu) d\mu, \quad f_0 = 1.$$

Здесь знак тильды используется для обозначения восстановленной из разложения плотности. Нетрудно видеть, что разложение K -го порядка точно сохраняет первые K моментов плотности $p(\mu)$:

$$M_k = \int_{-1}^1 \mu^k p(\mu) d\mu, \quad M_0 = \int_{-1}^1 p(\mu) d\mu = 1.$$

Из теории квадратур Гаусса следует, что для положительной весовой функции $w(\mu)$ существует набор узлов μ_i и весов w_i , $\overline{i=1, n}$, такой, что выполняется равенство

$$\int_{-1}^1 w(\mu)\mu^k d\mu = \sum_{i=1}^n w_i \mu_i^k, \quad k \leq 2n-1.$$

При этом веса w_i положительны, а узлы μ_i принадлежат отрезку $[-1, 1]$. Беря плотность $p(\mu)$ в качестве весовой функции, видим, что дискретная плотность вида

$$p_d(\mu) = \sum_{i=1}^n w_i \delta(\mu - \mu_i)$$

является положительной на отрезке $[-1, 1]$ и сохраняет первые $2n-1$ моменты исходной плотности $p(\mu)$. Для положительной весовой функции задача определения узлов и весов всегда имеет решение. Она сводится к построению системы ортогональных полиномов $Q_i(\mu)$, $i = \overline{1, n}$:

$$\int_{-1}^1 Q_i(\mu) Q_j(\mu) w(\mu) d\mu = \delta_{ij} N_j.$$

Здесь δ_{ij} – символ Кронекера, N_i – нормировочная константа. Узлы $\{\mu_i\}_{i=1}^n$ являются корнями полинома $Q_n(\mu)$, а веса находятся по формуле

$$w_i = \left[\sum_{k=0}^{n-1} Q_k^2(\mu_i) / N_k \right]^{-1}, \quad \sum_{i=1}^n w_i = 1.$$

В многогрупповом приближении восстановленная плотность $\tilde{p}(\mu)$ может принимать отрицательные значения, поэтому нельзя использовать результаты теории квадратур Гаусса. В этом случае ортогональные полиномы должны удовлетворять дополнительным условиям (обозначим их *):

- 1) нормировочные константы N_i положительны;
- 2) корни полиномов $Q_i(\mu)$ действительны и принадлежат отрезку $[-1, 1]$.

В работе [2] показано, что такие ортогональные полиномы существуют и определяются рекуррентным соотношением

$$Q_{i+1}(\mu) = (\mu - \lambda_{i+1}) Q_i(\mu) - \sigma_i^2 Q_{i-1}(\mu), \quad Q_0(\mu) = 1, \quad Q_1(\mu) = \mu - M_1,$$

где λ_{i+1} и σ_i^2 – некоторые параметры. Для индексов $i \geq 1$ параметры λ_{i+1} и σ_i^2 находятся из соотношений

$$\sigma_i^2 = N/N_{i-1}, \quad \lambda_{i+1} = L_{i+1}/N_i - L_i/N_{i-1}, \quad i \geq 1,$$

$$N_i = \sum_{k=0}^i \alpha_k^i M_{k+i}, \quad L_{i+1} = \sum_{k=0}^i \alpha_k^i M_{k+i+1}.$$

Здесь α_k^{i+1} – коэффициенты разложения полинома $Q_{i+1}(\mu)$ по степеням μ^k :

$$Q_{i+1}(\mu) = \sum_{k=0}^{i+1} \alpha_k^{i+1} \mu^k, \quad \alpha_{i+1}^{i+1} = 1.$$

В процессе построения полиномов требуется следить за выполнением условий (*). Очевидно, что первый полином $Q_1(\mu)$ удовлетворяет этим условиям. Для каждого следующего полинома требуется проверка условий. Процесс построения полиномов обрывается, когда достигается максимальная $(K+1)/2$ степень полинома или не выполняются условия (*).

Рассмотрим подробнее полином степени $n = 2$:

$$Q_2(\mu) = \mu^2 - (\lambda_1 + \lambda_2)\mu + \lambda_1\lambda_2 - \sigma_1^2,$$

$$\lambda_1 = M_1, \quad \lambda_2 = L_2/\sigma_1^2 - M_1, \quad L_2 = M_3 - M_1M_2, \quad \sigma_1^2 = M_2 - M_1^2.$$

Нормировочная константа N_1 этого полинома равна σ_1^2 – дисперсии косинуса угла рассеяния, и поэтому она должна быть неотрицательной или обращаться в нуль для дельтаобразной плотности $p(\mu) = \delta(\mu - M_1)$. На практике константа N_1 может становиться отрицательной на плотностях, близких к дельта-функциям из-за недостаточной точности вычисления коэффициентов разложения по полиномам Лежандра. Таким образом, в практических расчетах не всегда удастся сохранить все моменты восстановленной плотности.

Сглаживание лучевых эффектов

Дискретная плотность достаточно просто моделируется, но при малом числе дельта-функций она может приводить к лучевым эффектам в численных расчетах задач переноса нейтронов. В частности, эти эффекты могут появляться в многогрупповых расчетах, в которых обычно используются низкого порядка разложения групповой анизотропии по полиномам Лежандра. Впервые этот недостаток был отмечен в работе [3], где рассматривалось разложение третьего порядка. Для уменьшения лучевых эффектов было предложено взять сумму с весами дискретной плотности и линейной плотности, сохраняющей первый момент – средний косинус угла рассеяния. Вес и параметры линейной плотности подбирались из условия сохранения трех моментов исходной плотности. К сожалению, линейная плотность имеет существенный недостаток. Она размывает приближенную плотность $\tilde{p}(\mu)$ на весь отрезок $[-1, 1]$, что неправильно, например, для рассеяния нейтронов на легких атомах.

Групповая анизотропия рассеяния часто сосредоточена на узком участке отрезка $[-1, 1]$ и может иметь максимумы на концах отрезка. Эти особенности качественно описываются треугольными плотностями. Следовательно, для уменьшения лучевых эффектов естественно использовать сумму $\beta p_d(\mu) + (1-\beta) p_o(\mu)$ дискретной плотности $p_d(\mu)$ и опорной плотности $p_o(\mu)$, состоя-

шей из комбинации треугольных плотностей. Параметры последних можно подобрать из условия сохранения первых двух моментов M_1 и M_2 .

Ниже изложен алгоритм построения опорной плотности и метод выбора параметра β , приводящий к сохранению трех и пяти моментов.

Построение опорной плотности

Опорную плотность $p_o(\mu)$ будем строить в виде суммы двух плотностей $p_o(\mu) = \alpha\varphi(\mu) + (1-\alpha)\psi(\mu)$, $0 \leq \alpha \leq 1$.

В качестве первой плотности $\varphi(\mu)$ возьмем симметричную треугольную плотность с центром в точке M_1 :

$$\varphi(\mu) = \frac{1}{a}(1 - |\mu - M_1|/a), \quad a > 1.$$

Отметим, что плотность $\varphi(\mu)$ будет сосредоточена внутри отрезка $[-1, 1]$, если параметр a меньше $1 - |M_1|$. Выпишем формулу для расчета моментов плотности $\varphi(\mu)$:

$$\langle \mu^n \rangle_{\varphi} = \int_{-a}^a \mu^n \varphi(\mu) d\mu = M_1^n + \sum_{k=1}^n \frac{n(n-1)\dots(n-k+1)}{k!} M_1^{n-k} I_k(a).$$

Здесь функция $I_k(a)$ равна нулю для нечетных значений k и равна $I_k(a) = 2a^k [(k+2)(k+1)]^{-1}$ для четных значений k .

Вторую плотность возьмем в виде взвешенной суммы $\psi(\mu) = \lambda\psi_+(\mu) + (1-\lambda)\psi_-(\mu)$ треугольных плотностей $\psi_+(\mu)$ и $\psi_-(\mu)$ с максимумами на концах отрезка $[-1, 1]$:

$$\psi_-(\mu) = \frac{2(h-1-\mu)}{h^2}, \quad -1 \leq \mu \leq -1+h,$$

$$\psi_+(\mu) = \frac{2(\mu-1+h)}{h^2}, \quad 1-h \leq \mu \leq 1.$$

Легко видеть, что параметры λ и h должны удовлетворять ограничениям $0 \leq \lambda \leq 1$ и $0 \leq h \leq 2$. Выпишем формулу для расчета моментов плотности $\psi(\mu)$:

$$\langle \mu^n \rangle_{\psi} = \int_{-a}^a \mu^n \psi(\mu) d\mu = (\lambda + (-1)^n (1-\lambda)) \left[1 + \sum_{k=1}^n (-h)^k \prod_{i=1}^k \frac{n-i+1}{i+2} \right].$$

Зная $\langle \mu^n \rangle_\varphi$ и $\langle \mu^n \rangle_\psi$, легко найти моменты опорной плотности $p_0(\mu)$:

$$\langle \mu^n \rangle_0 = \alpha \langle \mu^n \rangle_\varphi + (1 - \alpha) \langle \mu^n \rangle_\psi.$$

Опорная плотность зависит от четырех параметров: α , λ , a , h . Для их определения потребуем выполнения условий $\langle \mu \rangle_0 = M_1$ и $\langle \mu^2 \rangle_0 = M_2$.

Если дисперсия $\sigma = \sqrt{M_2 - M_1^2}$ меньше чем $(1 - |M_1|)/\sqrt{6}$, то опорную плотность можно взять равной плотности $\varphi(\mu)$, т. е. положить параметр $\alpha = 1$. При этом параметр $a = 6\sigma$. В противном случае надо привлекать плотность $\psi(\mu)$. Можно показать, что для этой плотности минимальное значение второго момента равно

$$\langle \mu^2 \rangle_\psi^{\min} = \begin{cases} 1/3, & |M_1| \leq 1/3, \\ 1/3 + (3|M_1| - 1)^2/6, & |M_1| > 1/3. \end{cases}$$

Если $M_2 \geq \langle \mu^2 \rangle_\psi^{\min}$, то опорную плотность можно взять равной плотности $\psi(\mu)$ и положить параметр $\alpha = 0$. В этом случае параметры h , λ определяются из условий $\langle \mu \rangle_\psi = M_1$ и $\langle \mu^2 \rangle_\psi = M_2$:

$$h = 2 - \sqrt{2(3M_2 - 1)}, \quad \lambda = \frac{1}{2} \left(1 + \frac{3M_1}{3 - h} \right).$$

При $M_2 < \langle \mu^2 \rangle_\psi^{\min}$ опорная плотность будет равна комбинации плотности $\varphi(\mu)$ с максимальным значением параметра $a = 1 - |M_1|$ и плотности $\psi(\mu)$ с $\langle \mu \rangle_\psi = M_1$ и минимальным значением второго момента $\langle \mu^2 \rangle_\psi = \langle \mu^2 \rangle_\psi^{\min}$. Из условия сохранения второго момента находится параметр α :

$$\alpha = \frac{M_2 - \langle \mu^2 \rangle_\varphi^{\max}}{\langle \mu^2 \rangle_\psi^{\min} - \langle \mu^2 \rangle_\varphi^{\max}}, \quad \langle \mu^2 \rangle_\varphi^{\max} = \frac{(1 - |M_1|)^2}{6} + M_1^2.$$

Построенная опорная плотность состоит из комбинации треугольных плотностей и поэтому легко моделируется. Отметим, что при стремлении параметров a или h к нулю соответствующие треугольные плотности становятся дельта-плотностями.

Выбор параметра для сохранения трех моментов

Пусть анизотропия рассеяния задана разложением третьего порядка:

$$p_3(\mu) = \sum_{k=0}^3 \frac{2k+1}{2} f_k L_k(\mu), \quad f_0 = 1.$$

Это разложение точно описывает первые три момента исходной плотности:

$$M_1 = f_1, \quad M_2 = \frac{1+2f_2}{3}, \quad M_3 = \frac{3f_1+2f_3}{5}.$$

Построим сумму дискретной и опорной плотности, сохраняющей первые два момента:

$$p_s(\mu) = \beta p_o(\mu) + (1-\beta) p_d(\mu).$$

Потребуем, чтобы первые три момента суммы совпадали с исходными моментами: $\langle \mu^k \rangle_s = M_k$, $n = 1, 2, 3$. Из этого требования следует, что моменты дискретной плотности имеют вид

$$\langle \mu^k \rangle_d = \frac{M_k - \beta \langle \mu^k \rangle_o}{1-\beta}.$$

Так как опорная плотность сохраняет два момента, то при любом значении параметра β два момента дискретной плотности равны моментам исходной плотности:

$$\langle \mu \rangle_d = M_1, \quad \langle \mu^2 \rangle_d = M_2.$$

Третий момент будет функцией параметра β : $\langle \mu^3 \rangle_d = \frac{M_3 - \beta \langle \mu^3 \rangle_o}{1-\beta}$.

Дискретная плотность, сохраняющая три момента, равна сумме двух дельта-функций $p_d(\mu) = w_1 \delta(\mu - \mu_1) + w_2 \delta(\mu - \mu_2)$, в которой узлы μ_i и веса w_i определяются корнями полинома Q_2 , который можно записать в виде

$$Q_2(\mu, \beta) = \mu^2 - \left(\lambda_1 + \lambda_2 + \frac{\beta}{1-\beta} \Delta M_3 \right) \mu + \lambda_1 \left(\lambda_2 + \frac{\beta}{1-\beta} \Delta M_3 \right) - \sigma_1^2.$$

Здесь $\Delta M_3 = M_3 - \langle \mu^3 \rangle_o$, $\lambda_1 = M_1$, $\lambda_2 = L_2 / \sigma_1^2 - M_1$, $\sigma_1^2 = M_2 - M_1^2$, $L_2 = M_3 - M_1 M_2$. Нормировочная константа N_1 полинома $Q_2(\mu, \beta)$ равна σ_1^2 – дисперсии косинуса угла, поэтому условие существования полинома выполнено.

Потребуем, чтобы один из концов отрезка $[-1, 1]$ был корнем полинома $Q_2(\mu, \beta)$. Из этого требования получаем два уравнения для определения параметра β :

$$\frac{\beta}{1-\beta} \frac{\Delta M_3(1-M_1)}{\sigma_1^2} = Q_2(1), \quad Q_2(1, 0) = (1-\lambda_1)(1-\lambda_2) - \sigma_1^2,$$

$$\frac{\beta}{1-\beta} \frac{\Delta M_3(1+M_1)}{\sigma_1^2} = -Q_2(-1), \quad Q_2(-1, 0) = (1+\lambda_1)(1+\lambda_2) - \sigma_1^2.$$

Решая уравнения, получаем два возможных значения β :

$$\beta_+ = \frac{A_+}{1+A_+}, \quad \beta_- = \frac{A_-}{1-A_-}, \quad \text{где } A_+ = -\frac{Q_2(1)\sigma_1^2}{\Delta M_3(1-M_1)}, \quad A_- = -\frac{Q_2(-1)\sigma_1^2}{\Delta M_3(1+M_1)}.$$

В качестве искомого β необходимо выбрать значение, удовлетворяющее условию $0 \leq \beta \leq 1$. Можно показать, что выбор определяется знаком ΔM_3 , и поэтому первый узел равен $\mu_1 = \Delta M_3 / |\Delta M_3|$. Вес узла определяется условием $w_1 + w_2 = 1$. Второй узел μ_2 и его вес w_2 находятся по формулам

$$\mu_2 = \frac{M_1 - w_2\mu_1}{1 - w_2}, \quad w_2 = \frac{\sigma_1^2}{\sigma_1^2 + (\mu_1 - M_1)^2}.$$

Построенная плотность $p_s(\mu)$ сохраняет три момента. Розыгрыш случайной величины по этой плотности достаточно прост, поскольку она является суммой треугольных плотностей и дельта-функций.

Выбор параметра для сохранения пяти моментов

Пусть анизотропия рассеяния задана разложением пятого порядка

$$p_5(\mu) = \sum_{k=0}^5 \frac{2k+1}{2} f_k L_k(\mu), \quad f_0 = 1.$$

Это разложение точно описывает первые пять моментов исходной плотности:

$$M_1 = f_1, \quad M_2 = \frac{1+2f_2}{3}, \quad M_3 = \frac{3f_1+2f_3}{5}, \quad M_4 = \frac{8f_4+20f_2-7}{35}, \quad M_5 = \frac{8f_5+28f_3+27f_1}{69}.$$

Для моделирования плотность $p_5(\mu)$ заменяем суммой дискретной плотности $p_d(\mu)$ и плотности $\varphi(\mu)$. В качестве последней возьмем построенную выше комбинацию, сохраняющую три момента M_1 , M_2 и M_3 . Потребуем, чтобы у суммарной плотности $p_s(\mu) = \beta\varphi(\mu) + (1-\beta)p_d(\mu)$ пять моментов совпадали с исходными моментами: $\langle \mu^k \rangle_s = M_k$, $n = \overline{1, 5}$. Из этого требования следует, что моменты дискретной плотности имеют следующий вид:

$$\langle \mu^k \rangle_d = \frac{M_k - \beta \langle \mu^k \rangle_\varphi}{1 - \beta}.$$

Так как плотность $\varphi(\mu)$ сохраняет три момента, то при любом значении параметра β три момента дискретной плотности равны моментам исходной плотности: $\langle \mu \rangle_d = M_1$, $\langle \mu^2 \rangle_d = M_2$, $\langle \mu^3 \rangle_d = M_3$. Четвертый и пятый моменты будут функциями параметра β :

$$\langle \mu^4 \rangle_d = \frac{M_4 - \beta \langle \mu^4 \rangle_\varphi}{1 - \beta}, \quad \langle \mu^5 \rangle_d = \frac{M_5 - \beta \langle \mu^5 \rangle_\varphi}{1 - \beta}.$$

Следовательно, требуется построить дискретную плотность, сохраняющую пять моментов, из которых четвертый и пятый зависят от параметра β . Такая плотность определяется корнями ортогонального полинома Q_3 . Из рекуррентного соотношения для полиномов получаем

$$Q_3(\mu, \beta) = (\mu - \lambda_3)Q_2(\mu) - \sigma_2^2 Q_1(\mu).$$

Полиномы $Q_1(\mu)$ и $Q_2(\mu)$ определяются первыми тремя моментами и поэтому не зависят от параметра β . Можно показать, что коэффициенты $\lambda_3(\beta)$, $\sigma_2^2(\beta)$ и нормировка полинома $N_2(\beta)$ зависят от параметра β следующим образом:

$$\lambda_3(\beta) = \left(\frac{L_3 - \beta \tilde{L}_3}{\sigma_2^2 - \beta \tilde{\sigma}_2^2} - L_2 \right), \quad \sigma_2^2(\beta) = \frac{\sigma_2^2 - \beta \tilde{\sigma}_2^2}{1 - \beta}, \quad N_2(\beta) = \frac{N_2 - \beta \tilde{N}_2}{1 - \beta}.$$

Здесь непомеченные тильдой величины определяются моментами M_k , а помеченные – моментами $\langle \mu^k \rangle_\varphi$. Для существования полинома $Q_3(\mu, \beta)$ его нормировка $N_2(\beta)$ должна быть положительной. Отсюда получаем, что $\beta \leq N_2 / \tilde{N}_2 \equiv \beta_0$. Потребуем, чтобы один из концов отрезка $[-1, 1]$ был корнем полинома $Q_3(\mu, \beta)$. Из этого требования получаем два уравнения для определения параметра β :

$$A_- - \beta \left[A_- + \tilde{A}_- + (\sigma_2^2 - \tilde{\sigma}_2^2)^2 R_- \right] + \tilde{A}_- \beta^2 = 0;$$

$$A_+ - \beta \left[A_+ + \tilde{A}_+ + (\sigma_2^2 - \tilde{\sigma}_2^2)^2 R_+ \right] + \tilde{A}_+ \beta^2 = 0,$$

где $\tilde{A}_\pm = (\sigma_1^2 \pm L_2) \tilde{\sigma}_2^2 \mp \tilde{L}_3 - \tilde{\sigma}_2^4 R_\pm$, $A_\pm = (\sigma_1^2 \pm L_2) \sigma_2^2 \mp L_3 - \sigma_2^4 R_\pm$, $R_\pm = \sigma_1^2 Q_2(\pm 1) / Q_1(\pm 1)$.

Обозначим положительные корни этих уравнений через β_- и β_+ . Искомый параметр β вычисляется из условия $0 \leq \beta \leq \min(\beta_0, \beta_-, \beta_+)$. Если такого параметра нет, то это означает, что не удастся построить сумму $p_s(\mu)$, сохраняющую пять моментов. В этом случае приходится использовать сумму, сохраняющую три момента.

Положительные разложения анизотропии рассеяния

В многогрупповом приближении существует множество переходов, для которых разложение анизотропии рассеяния по полиномам Лежандра может быть положительным даже при малом числе членов. В этих случаях естественно разыгрывать косинус угла рассеяния прямо из разложения.

Для выявления таких переходов рассмотрим алгоритм проверки положительности разложения для трех и пяти членов. Для этого перепишем разложения в виде полиномов по степеням μ^k :

$$p_3(\mu) = \sum_{k=0}^3 \frac{2k+1}{2} f_k L_k(\mu) = \frac{1}{2}(s_0 + s_2\mu^2) + \frac{1}{2}(b_1\mu + b_3\mu^3),$$

$$p_5(\mu) = \sum_{k=0}^5 \frac{2k+1}{2} f_k L_k(\mu) = \frac{1}{2}(s_0 + s_2\mu^2 + s_4\mu^4) + \frac{1}{2}(b_1\mu + b_3\mu^3 + b_5\mu^5).$$

Коэффициенты s_k и b_k связаны с коэффициентами разложения f_k соотношениями

$$s_0 = \frac{1-5f_2}{2} + \frac{27f_4}{8}, \quad b_1 = \frac{3f_1-21f_3}{2} + \frac{165f_4}{8},$$

$$s_2 = \frac{5f_2}{2} - \frac{45f_4}{4}, \quad b_3 = \frac{35f_3}{6} - \frac{385f_5}{12},$$

$$s_4 = \frac{63f_4}{8}, \quad b_5 = \frac{693f_5}{40}.$$

Алгоритм проверки положительности основан на работе В. Л. Загускина [4]. Из нее следует, что в любой точке $\mu_* \in [-1, 1]$ существует минимальная парабола $q_2(\mu) = p_k(\mu_*) + p'_k(\mu_*)\mu - C\mu^2$, которая для всех $\mu \geq \mu_*$ лежит ниже $p_k(\mu)$. Старший коэффициент параболы $C = 0,5 \max\{|p''_k(\mu)|\}$, $\mu \in [-1, 1]$. Алгоритм проверки является итерационным, и итерации строятся следующим образом.

Будем считать полином положительным, если $p_k(\mu) \geq \varepsilon$, где $\varepsilon > 0$ – заданный уровень положительности. Пусть в точке $\mu_1 = -1$ значение полинома больше $\varepsilon > 0$. Строим в этой точке минимальную параболу $p_k(\mu_1) + p'_k(\mu_1)\mu - C\mu^2$ и ищем корень параболы $\mu_2 > \mu_1$. Если корень $\mu_2 \geq 1$, то полином $p_k(\mu)$ будет положительным. В противном случае проверяем значение $p_k(\mu_2)$. Если $p_k(\mu_2) < \varepsilon$, то полином отрицательный, иначе строим новую параболу в точке μ_2 .

Предложенный алгоритм демонстрируется на рис. 1.

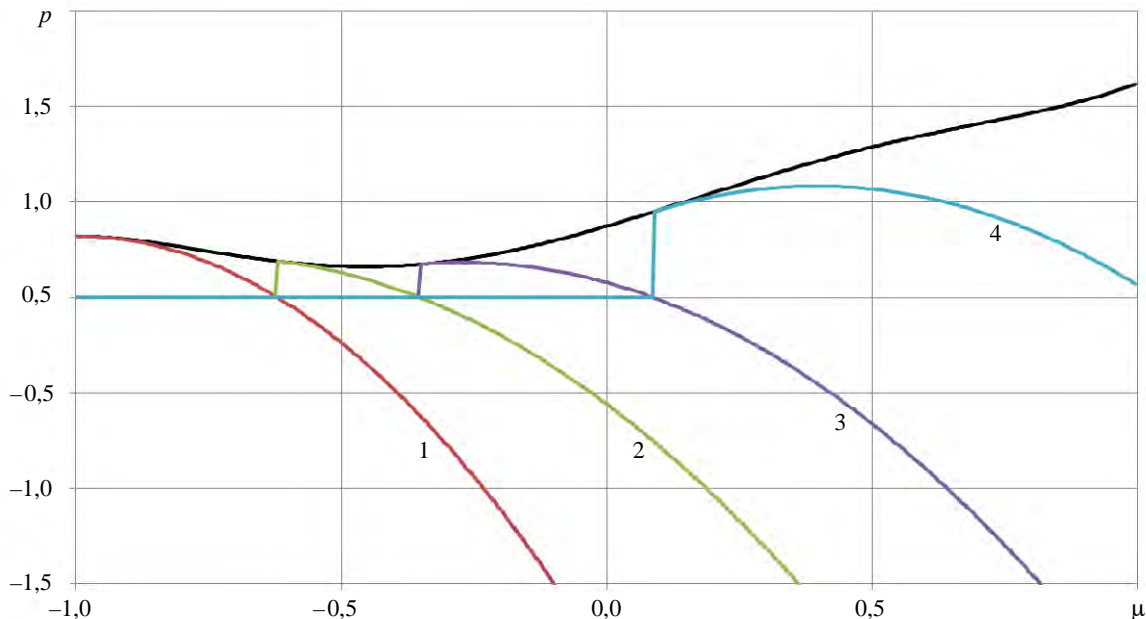


Рис. 1. Итерационная процедура проверки положительности (1–4 – последовательность итераций)

Пусть разложение $p_k(\mu)$ положительно и нормировано. Построим алгоритм розыгрыша косинуса μ из плотности $p_k(\mu)$ для случая $k = 5$. Для этого определим сумму

$$q(\mu) = p_5(\mu) + p_5(-\mu) = s_0 + 3s_2\mu^2 + 5s_4\mu^4, \quad \int_0^1 q(\mu) d\mu = s_0 + s_2 + s_4 = 1.$$

Она является плотностью на отрезке $[0, 1]$. Пусть $\hat{\mu}$ – случайная величина с плотностью $q(\mu)$. Рассмотрим случайную величину μ , равную $\mu = \hat{\mu}$ с вероятностью $\mu = -\hat{\mu}$ и равную $\alpha = p_5(\hat{\mu})/q(\hat{\mu})$ с противоположной вероятностью $1 - \alpha$. Можно показать, что она имеет плотность распределения $p_5(\mu)$. Аналогично можно рассмотреть плотности $p_3(\mu)$. Следовательно, розыгрыш косинуса угла рассеяния сводится к моделированию плотности $q(\mu)$, алгоритм которого хорошо известен [5].

Изложенный метод моделирования демонстрируется на рис. 2. Кривая 1 представляет исходную плотность $p_5(\mu)$, а кривая 2 показывает симметричную часть $q(\mu)$. Результатам моделирования соответствуют маркеры.

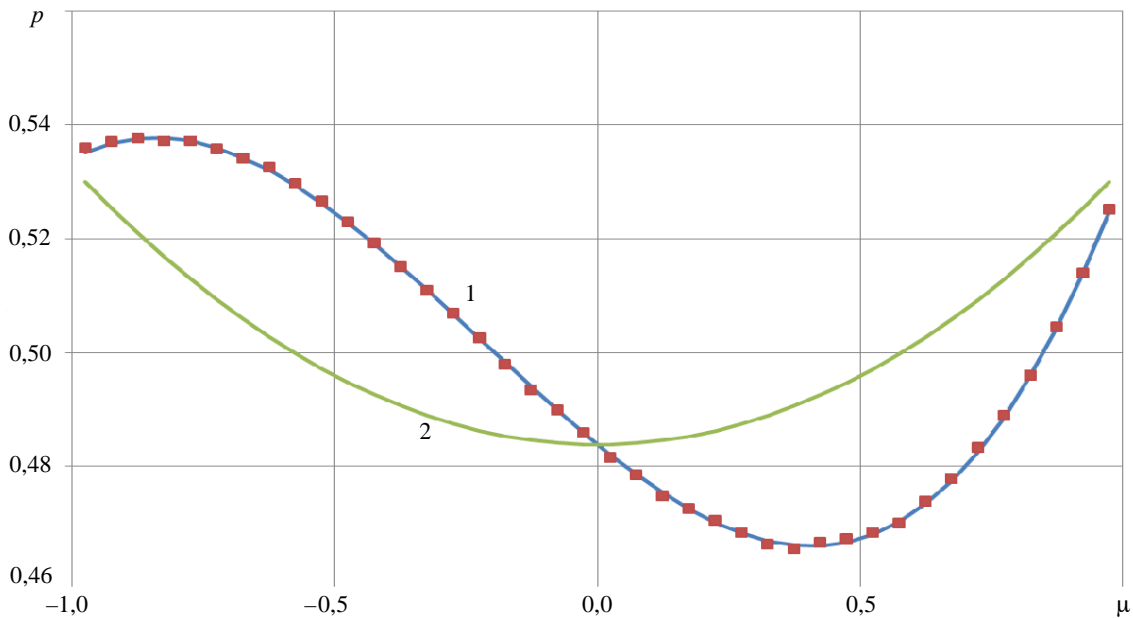


Рис. 2. Моделирование $p_5(\mu)$ с использованием симметричной плотности

Численные расчеты модельных задач

Для демонстрации качества моментного метода рассмотрим несколько модельных задач переноса нейтронов. При решении задач использовались спектральные константы с кусочно-линейным описанием анизотропии рассеяния и 26-групповые константы с P_5 -приближением для анизотропии рассеяния.

В первой серии задач рассчитывался коэффициент размножения в бесконечной среде и для критической сборки в форме сферы. Были проведены спектральные расчеты для плутония ^{239}Pu и смеси, состоящей из водорода H и плутония ^{239}Pu . В смесь входило одинаковое число атомов каждого элемента. Радиусы сфер равнялись 6,54 и 5,89 см соответственно. Плотность материала во всех задачах была равна 15 г/см^3 .

Ниже расчеты методом Монте-Карло обозначены: СПЕКТ – спектральные, МК26С – многогрупповые со сглаживанием лучевых эффектов; МК26Д – многогрупповые без сглаживания лучевых эффектов. Одномерные многогрупповые разностные расчеты в P_5 -приближении обозначение Р1Д26. Они были выполнены на достаточно подробной сетке по радиусу и косинусу полярного угла.

Табл. 1 содержит полученные коэффициенты размножения ($K_{эф}$) для бесконечной среды, табл. 2 – для сферы.

Из таблиц видно, что если в задаче отсутствует водород, то все групповые методы дают похожие результаты, совпадающие со спектральными расчетами. Наличие водорода приводит к замедлению нейтронов и попаданию их в область резонансных сечений, а эта область, по-видимому, плохо описывается 26-групповыми константами.

Таблица 1

 $K_{эф}$ в бесконечной среде

Расчет	^{239}Pu	$\text{H} + ^{239}\text{Pu}$
СПЕКТ	2,945562	2,426973
МК26С	2,944766	2,393473
МК26Д	2,944909	2,393511

Таблица 2

 $K_{эф}$ сферических критсборок

Расчет	^{239}Pu	$\text{H} + ^{239}\text{Pu}$
СПЕКТ	1,000191	0,998770
МК26С	1,000110	0,990869
МК26Д	1,000255	0,991081
Р1Д26	1,000477	0,991133

На рис. 3 (см. также цв. вкладку) приведены результаты расчета потока нейтронов по группам (N) на внешней границе сферы с плутонием и сферы, заполненной смесью водорода и плутония. Видно, что все методы дают близкие результаты и в сфере с водородом проявляется медленная часть спектра.

В следующей задаче рассматривается прохождение нейтронов через цилиндр радиусом 5 см и длиной 10 см, который состоит из CH_2 с плотностью $0,93 \text{ г/см}^3$. Источник расположен у переднего торца цилиндра, его распределение по энергии совпадает со спектром деления. Графики на рис. 4 (см. также цв. вкладку) показывают распределение потока нейтронов по радиусу на заднем торце цилиндра. Сетка по радиусу – равномерная с шагом 0,1 см.

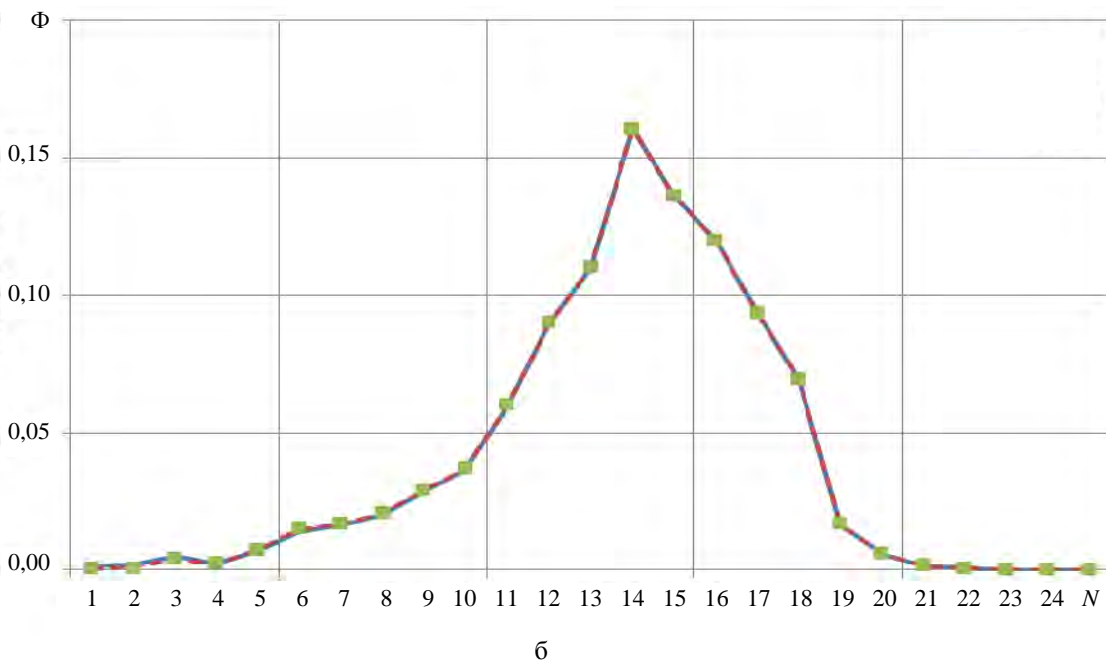
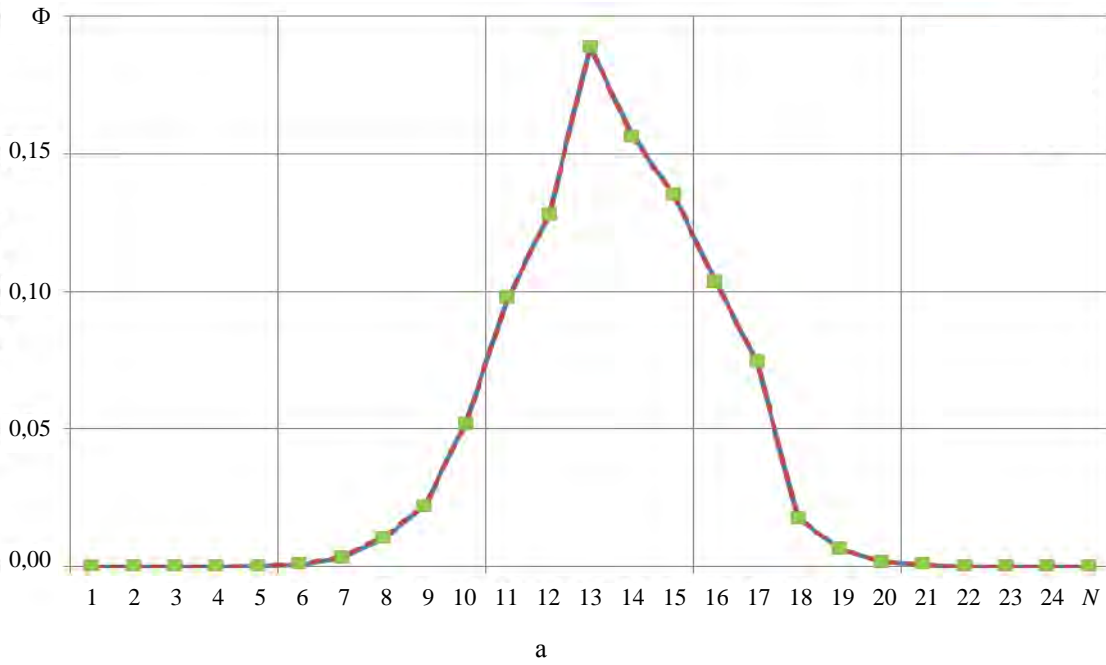


Рис. 3. Поток нейтронов $\Phi(N)$ на внешней границе сферы: а – с плутонием; б – со смесью водорода и плутония; — СПЕКТ; - - - - МК26С; ■ – Р1Д26

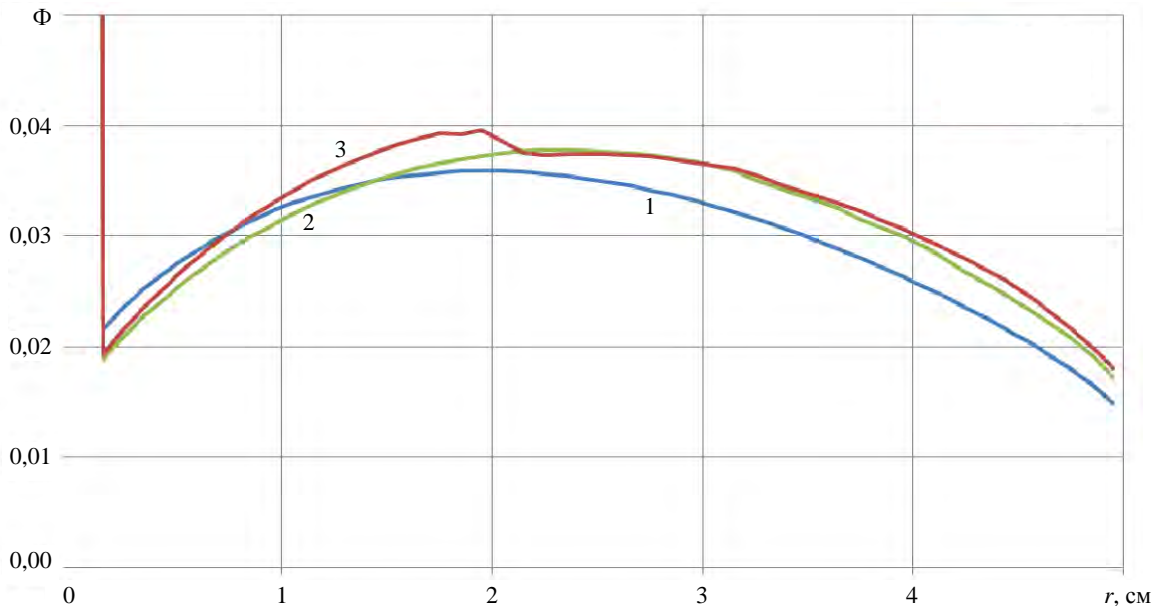


Рис. 4. Поток нейтронов $\Phi(r)$ на задней границе цилиндра: 1 – СПЕКТ; 2 – МК26С; 3 – МК26Д

Видно, что в случае МК26Д профиль потока имеет излом в районе 2 см. По-видимому, он является следствием лучевого эффекта, создаваемого дельта-функциями. Резкий всплеск на малых радиусах объясняется рассеянием вперед в лабораторной системе координат.

В настоящее время оба варианта моментного метода являются составной частью методики С007 [6] и используются в реакторных расчетах по программе ТДМСС, созданной на базе этой методики.

Список литературы

1. Белл Д., Глесстон С. Теория ядерных реакторов. – М.: Атомиздат, 1976.
2. Sloan D. P. A new multigroup Monte-Carlo scattering algorithm for neutral and charged-particle Boltzmann and Fokker-Planck calculations. Technical Report SAND83-7094, Sandia National Laboratories, 1983.
3. Brockmann H. Treatment of anisotropic scattering in numerical neutron transport theory // Nucl. Sci. and Eng. 1981. Vol. 77. P. 377–414.
4. Загускин В.Л. Вычислительная схема для ускоренного вычисления всех корней уравнения // Математическое просвещение. 1961. Вып. 6. С. 263–265.
5. Ермаков С. М., Михайлов Г. А. Статистическое моделирование. – М.: Наука, 1982.
6. Житник А. К., Донской Е. Н., Огнев С. П. и др. Методика С-007 решения методом Монте-Карло связанных линейных уравнений переноса нейтронов, гамма-квантов, электронов и позитронов // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Матем. моделирование физ. процессов. 2011. Вып. 1. С. 17–24.

Technique for Neutron Scattering Anisotropy Modeling in P_n -Approximation

A. N. Ivanov, N. V. Ivanov

In the multi-group approximation the neutron scattering anisotropy is described by the coefficients of expansion into Legendre polynomials. At numerical problem solving the low order expansions of three or five terms are usually employed. The scattering angle cosine distribution density, retrieved from such expansions, can have negative values, which makes impossible solving the transport problems with the Monte-Carlo method in the same setting with difference methods. To avoid this, the initial density is replaced by the equivalent discrete density. The equivalency is understood as the agreement of the density moments. To smoothen the radial effect, the combination of triangular densities preserving the first two initial density moments is added to the discrete density.

УДК 519.6

Методика пересчета газодинамических величин с одной регулярной трехмерной сетки на другую с учетом восстановленных границ раздела веществ в смешанных ячейках

Н. В. Чухманов, И. В. Сырова,
Д. В. Зубанов

Статья посвящена реализации в рамках программы InterVal-3D возможности пересчета газодинамических величин с одной трехмерной регулярной (структурированной) сетки на другую с учетом восстановленной границы раздела между веществами в смешанных ячейках. Дается описание программы InterVal-3D, ее возможностей, а также принципов пересчета, заложенных в основу программы. Описывается реализованный алгоритм восстановления границы раздела веществ. Приводится сравнительный анализ результатов пересчета с использованием алгоритма восстановления контактных границ и без него в модельных задачах с различными типами пространственных сеток.

Введение

В математическом отделении РФЯЦ-ВНИИЭФ ведутся работы по решению задач численного моделирования физических процессов на разностных сетках по разным математическим методикам. При решении сложных задач зачастую требуется последовательное применение нескольких методик. В связи с этим становится актуальным решение проблемы передачи результатов расчета, выполненного по одной методике, для продолжения счета по другой. Также возникают ситуации, когда в рамках одной методики требуется выполнить перестройку расчетной сетки и интерполировать газодинамические величины с одной сетки на другую.

Для интерполяции газодинамических величин с одной произвольной трехмерной расчетной сетки на другую создана программа глобального пересчета величин InterVal-3D. В основу программы положены единые для математических методик принципы и алгоритмы глобального пересчета сеточных величин с одной трехмерной регулярной (структурированной) расчетной сетки на другую.

Принципы пересчета газодинамических величин

Для пересчета газодинамических величин с помощью программы InterVal-3D необходимо иметь два файла в формате ЕФР [1]: файл *родительской* задачи с набором газодинамических величин, которые необходимо интерполировать, и файл *дочерней* задачи, для которой интерполируются эти величины (минимально необходимым условием для его существования является наличие расчетной сетки). В результате выполнения программы формируется файл в формате ЕФР с полным набором газодинамических величин, структура распределения и хранения данных которого имеет структуру файла дочерней задачи. Данный файл полностью готов для дальнейшего продолжения расчета по методике, используемой дочерней задачей.

Принципы, на которых базируется пересчет, допускают, что габариты геометрий, относительное положение сеток и количество узлов сеток в задачах могут не совпадать.

В основу программы заложен геометрический метод нахождения общей части пересечения ячеек. Этот метод можно условно разбить на два этапа:

- разбиение каждой ячейки сетки родительской и дочерней задач на тетраэдры;
- нахождение объема пересечения всех полученных тетраэдров.

В зависимости от типа сетки (структурированная или неструктурированная) в программе InterVal-3D используются разные способы разбиения ячейки на тетраэдры. Для структурированных шестигранных ячеек реализованы разбиения на 5, 12 и 24 тетраэдра. Разбиение на 5 тетраэдров обеспечивает минимально возможное количество тетраэдров; разбиение на 12 или 24 тетраэдра является симметричным, что позволяет уменьшить погрешность при пересчете, например, ячеек, с неплоскими гранями. Для разбиения на тетраэдры неструктурированных ячеек используются дополнительные точки – арифметический центр ячейки и центры всех граней.

При реализации алгоритма поиска пересечения произвольно расположенных в пространстве тетраэдров разработчиками программы InterVal-3D были приняты во внимание подходы, предложенные в работе [2].

Основным требованием к пересчету газодинамических величин с одной расчетной сетки на другую является выполнение законов сохранения массы, импульса и удельной внутренней энергии. Эти законы записываются с помощью следующих уравнений:

$$\sum_{j=1}^N \rho_j^{\text{род}} V_j^{\text{род}} = \sum_{i=1}^M \rho_i^{\text{доч}} V_i^{\text{доч}}, \quad \sum_{j=1}^N \rho_j^{\text{род}} V_j^{\text{род}} E_j^{\text{род}} = \sum_{i=1}^M \rho_i^{\text{доч}} V_i^{\text{доч}} E_i^{\text{доч}}, \quad \sum_{j=1}^N \rho_j^{\text{род}} V_j^{\text{род}} U_j^{\text{род}} = \sum_{i=1}^M \rho_i^{\text{доч}} V_i^{\text{доч}} U_i^{\text{доч}}. \quad (1)$$

Здесь V , ρ , E – соответственно объем ячейки, средняя плотность и средняя удельная внутренняя энергия веществ в ячейке; U – скорость в точке центрирования в ячейке (чаще всего точкой центрирования скорости являются узлы ячейки). Все величины с индексом j относятся к ячейкам сетки родительской задачи, с индексом i – к ячейкам сетки дочерней задачи; N , M – количество ячеек сетки родительской и дочерней задач соответственно. Распределение физических величин по ячейкам расчетной сетки предполагается кусочно-постоянным (т. е. в каждой точке ячейки величина является константой).

Для определения новых значений физических величин в ячейках сетки дочерней задачи необходимо определить суммарный вклад ячеек сетки родительской задачи в ячейки дочерней задачи. Для этого используются формулы

$$Msum_i^{\text{доч}} = \sum_j \rho_j^{\text{род}} V_j^{\text{род}}, \quad Esum_i^{\text{доч}} = \sum_j \rho_j^{\text{род}} V_j^{\text{род}} E_j^{\text{род}}, \quad (2)$$

где $Msum_i^{доч}$, $Esum_i^{доч}$ – суммарный вклад соответственно масс и энергий ячеек сетки родительской задачи в i -ую ячейку сетки дочерней задачи; $\rho_j^{род}$, $V_j^{род}$, $E_j^{род}$ – соответственно плотность, объем и удельная внутренняя энергия j -й ячейки сетки родительской задачи.

Исходя из уравнений (1) и (2), можно определить значения плотности и удельной внутренней энергии в ячейках сетки дочерней задачи:

$$\rho_i^{доч} = \frac{Msum_i^{доч}}{V_i^{доч}}, \quad E_i^{доч} = \frac{Esum_i^{доч}}{\rho_i^{доч} V_i^{доч}},$$

где $V_i^{род}$ – объем ячейки.

Описанные выше законы сохранения выполняются для общей части пересечения сеток с точностью до разбиения ячеек на тетраэдры.

Для сохранения количества движения (импульса скорости) в системе при пересчете используется дополнительный контур, который повторяет контур интегрирования массовой скорости в программе расчета уравнений газовой динамики используемой математической методики. Этот контур предназначен для накопления вклада импульсов скоростей, заданных на сетке родительской задачи, с целью получения новых значений скоростей на сетке дочерней задачи.

Для пересчета скоростей также реализована возможность линейной интерполяции с помощью барицентрических координат. Суть алгоритма в том, что задается некоторая система внутренних координат, которая однозначно определяет любой узел сетки дочерней задачи по вершинам тетраэдра, полученного в результате разбиения ячейки сетки родительской задачи.

Возможности программы пересчета InterVal-3D

Задание параметров пересчета осуществляется посредством графического интерфейса на ПК, который представляет собой диалог с многостраничной панелью вкладок для задания параметров пересчета (рис. 1, 2). Программа InterVal-3D обладает широкими возможностями, среди которых:

– пересчет фрагментов задачи. Такой вариант позволяет сократить время выполнения пересчета, когда не требуется проводить расчет задачи целиком;

– учет соответствия номеров веществ родительской и дочерней задач. Эта возможность реализуется при несогласованной подготовке задач в методиках, когда одному веществу на сетке родительской задачи соответствует другое вещество на сетке дочерней задачи;

– указание фрагмента сетки дочерней задачи, в который допускается попадание только конкретных веществ из родительской задачи. Это предотвращает появление после пересчета *смешанных* ячеек с нежелательными для данной области веществами в случае, если сетки на границах раздела веществ родительской и дочерней задач не согласованы. Для остальной части сетки дочерней задачи выполняется обычный пересчет;

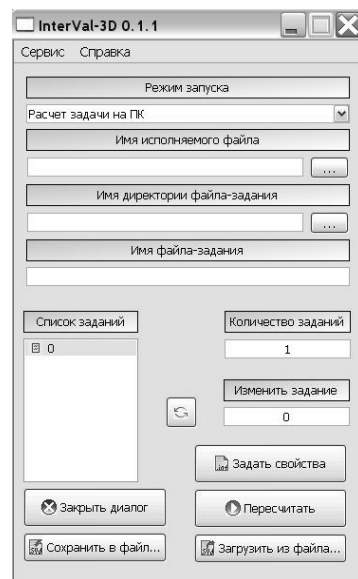


Рис. 1. Графический интерфейс для формирования набора сценариев пересчета

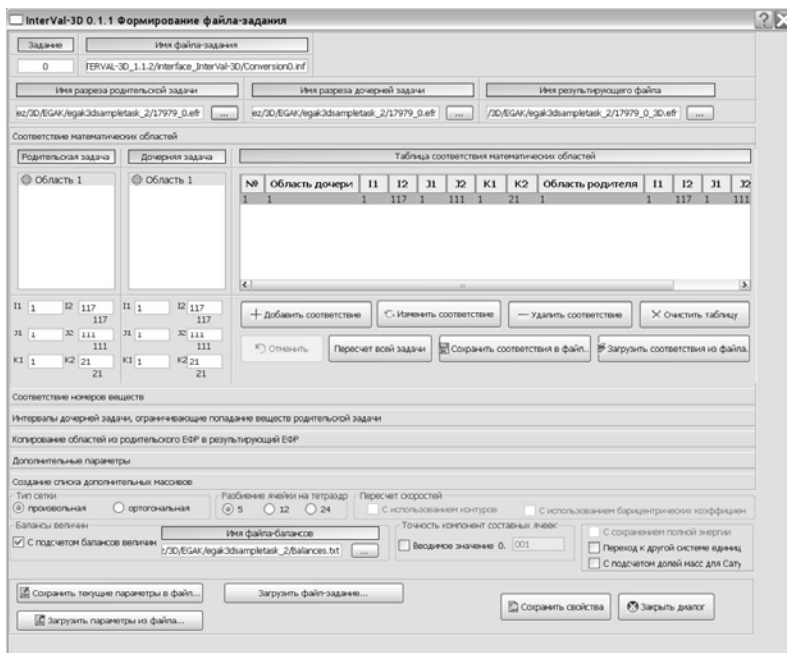


Рис. 2. Графический интерфейс для задания параметров каждого сценария

- копирование сеточных фрагментов из родительской задачи в результирующий файл дочерней задачи. Фрагменты, которые участвуют в копировании, не участвуют в пересчете;
- заполнение ячеек дочерней сетки, попавших в пустоту. Пустотой называется часть пространства задачи, не охваченная счетной сеткой, которая может присутствовать между счетными областями или внутри счетной области. При пересчете в ячейках сетки дочерней задачи, попавших в пустоту, газодинамические величины окажутся равными нулю, что для некоторых методик неприемлемо. Поэтому газодинамическим величинам в этих ячейках присваивают значения из соседних ячеек;
- возможность пересчета дополнительных величин (вязкости, тензоров скоростей деформации и др.), требуемых для дальнейшего расчета, при наличии соответствующего признака. По умолчанию выполняется пересчет массивов основных газодинамических величин: плотности, удельной внутренней энергии и объема;
- автоматический подсчет балансов массы, объема, внутренней, кинетической и полной энергии;
- заполнение нетронутых пересчетом областей значениями газодинамических величин из ячеек дочерней сетки;
- указание количества тетраэдров, на которое необходимо разбить ячейку сетки для выполнения пересчета;
- применение специального алгоритма для пересчета величин, заданных на ортогональных сетках*;
- выбор варианта пересчета скоростей (с использованием контуров интегрирования импульса или барицентрических координат).

Программа InterVal-3D позволяет выполнять пересчет величин как в однопроцессорном режиме на ПК, так и в многопроцессорном режиме на ЭВМ с распределенной памятью.

*Под ортогональными сетками понимаются сетки, линии которых параллельны координатным осям.

Метод восстановления границы раздела веществ в смешанных ячейках

В математических методиках РФЯЦ-ВНИИЭФ для счета газодинамических задач широко применяются методы расчета движения многокомпонентных сред с использованием смешанных ячеек, в которых вещества выделяются объемными концентрациями.

Задача восстановления контактной границы веществ в смешанных ячейках становится актуальной в двух случаях: 1) когда сеточные данные необходимо передать из методики, допускающей использование смешанных ячеек, в методику, не проводящую расчеты с использованием метода концентраций; 2) когда необходимо пересчитать величины на более подробную сетку в рамках методики, использующей концентрации. В первом случае при помощи восстановленной границы можно в процессе пересчета сеточных величин произвести распределение веществ по *числым* ячейкам, во втором – не допустить «размазывания» смешанной ячейки сетки родительской задачи на множество ячеек сетки дочерней задачи при передаче газодинамических величин на более подробную сетку.

Описанный ниже подход к восстановлению контактной границы основан на методе Янгса [3], модификация которого на случай неортогональных сеток была предложена С. М. Бахрахом и В. Я. Урмом. Метод используется в прикладном программном комплексе ЛЭГАК-3D [4] при проведении глобального пересчета сеточных величин по собственным программам [5, 6]. Суть метода состоит в том, что в смешанной ячейке вещества разделяются с помощью секущей плоскости. В результате работы метода смешанная ячейка разбивается на фрагменты, каждый из которых содержит только одно вещество.

Алгоритм восстановления контактной границы можно разделить на два этапа. Первый этап заключается в нахождении компонент градиента функции поля концентраций вещества, границу которого с другими веществами нужно восстановить (используя концентрации веществ в соседних ячейках). Второй этап – корректировка положения контактной границы в соответствии с объемными концентрациями веществ в смешанной ячейке.

В качестве компонент нормали к секущей плоскости используются вычисленные компоненты градиента поля объемных концентраций ячеек f .

При нахождении нормали к секущей плоскости вместо ∇f будем вычислять $\iiint_V \nabla f \, dV$.

Объемом интегрирования V служит объем тела, вершинами которого являются центры ячеек, окружающих рассматриваемую смешанную ячейку (рис. 3). Вычисление объемного интеграла можно свести к вычислению интегралов по поверхности:

$$\iiint_V \nabla f \, dV = \oint_S f dydz \cdot \vec{i} + \oint_S f dx dz \cdot \vec{j} + \oint_S f dx dy \cdot \vec{k}. \quad (3)$$

Для нахождения интегралов в правой части (3) необходимо вычислить объемные концентрации вещества в вершинах рассматриваемой ячейки и геометрические центры окружающих ее ячеек.

Объемную концентрацию в узле ищем по формуле

$$\beta_{\text{узел}} = \frac{\sum_{k=1}^8 \beta_k V_k}{\sum_{k=1}^8 V_k}, \quad (4)$$

где V_k , $\beta_{\text{узел}}$ – соответственно объемы окружающих узел ячеек и объемные концентрации вещества в них.

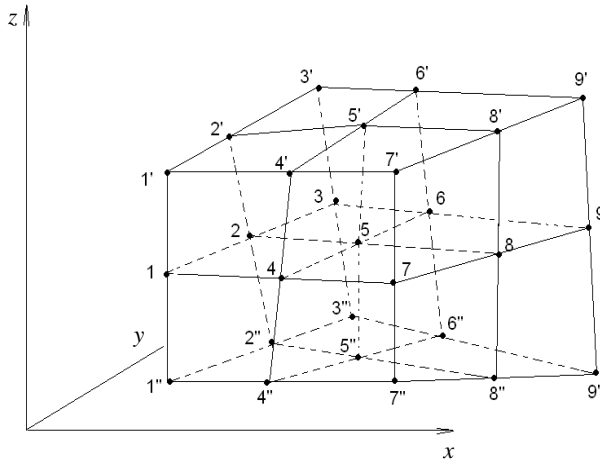


Рис. 3. Фигура интегрирования для ячейки

Узлами фигуры интегрирования для рассматриваемой ячейки с центром в узле 5 (см. рис. 3) являются центры окружающих ячеек. Для вычисления интеграла по поверхности используется формула:

$$\oint_S f dydz \cdot \vec{i} = \frac{1}{2} \sum_{j=1}^8 F_j, \quad (5)$$

где

$$F_1 = f_1 \left((y_4 - y_1'')(z_1 - z_4'') - (y_1 - y_4')(z_4 - z_1') + (y_1 - y_2'')(z_2 - z_1'') - \right. \\ \left. - (y_2 - y_1')(z_1 - z_2') - (y_5'' - y_1'')(z_2'' - z_4'') + (y_2'' - y_4'')(z_5'' - z_1'') \right);$$

$$F_2 = f_5 \left((y_4' - y_1)(z_1' - z_4) - (y_1' - y_4)(z_4' - z_1) + (y_1' - y_2)(z_2' - z_1) - \right. \\ \left. - (y_2' - y_1)(z_1' - z_2) + (y_5' - y_1')(z_2' - z_4') - (y_2' - y_4')(z_5' - z_1') \right);$$

$$F_3 = f_6 \left((y_2' - y_3)(z_3' - z_2) - (y_3' - y_2)(z_2' - z_3) + (y_3' - y_6)(z_6' - z_3) - \right. \\ \left. - (y_6' - y_3)(z_3' - z_6) + (y_5' - y_3')(z_6' - z_2') - (y_6' - y_2')(z_5' - z_3') \right);$$

$$F_4 = f_2 \left((y_2 - y_3'')(z_3 - z_2'') - (y_3 - y_2'')(z_2 - z_3'') + (y_3 - y_6'')(z_6 - z_3'') - \right. \\ \left. - (y_6 - y_3'')(z_3 - z_6'') - (y_5'' - y_3'')(z_6'' - z_2'') + (y_6'' - y_2'')(z_5'' - z_3'') \right);$$

$$F_5 = f_7 \left((y_6' - y_9)(z_9' - z_6) - (y_9' - y_6)(z_6' - z_9) + (y_9' - y_8)(z_8' - z_9) - \right. \\ \left. - (y_8' - y_9)(z_9' - z_8) + (y_5' - y_9')(z_8' - z_6') - (y_8' - y_6')(z_5' - z_9') \right);$$

$$F_6 = f_3 \left((y_6 - y_9'')(z_9 - z_6'') - (y_9 - y_6'')(z_6 - z_9'') + (y_9 - y_8'')(z_8 - z_9'') - \right. \\ \left. - (y_8 - y_9'')(z_9 - z_8'') - (y_5'' - y_9'')(z_8'' - z_6'') + (y_8'' - y_6'')(z_5'' - z_9'') \right);$$

$$F_7 = f_8 \left((y_8' - y_7)(z_7' - z_8) - (y_7' - y_8)(z_8' - z_7) + (y_7' - y_4)(z_4' - z_7) - \right. \\ \left. - (y_4' - y_7)(z_7' - z_4) + (y_5' - y_7')(z_4' - z_8') - (y_4' - y_8')(z_5' - z_7') \right);$$

$$F_8 = f_4 \left((y_8 - y_7'')(z_7 - z_8'') - (y_7 - y_8'')(z_8 - z_7'') + (y_7 - y_4'')(z_4 - z_7'') - \right. \\ \left. - (y_4 - y_7'')(z_7 - z_4'') - (y_5'' - y_7'')(z_4'' - z_8'') + (y_4'' - y_8'')(z_5'' - z_7'') \right).$$

Аналогично расписываются интегралы $\oint_S f dx dz$ и $\oint_S f dx dy$. В первом случае в формулу необходимо подставить z вместо y и x вместо z . Во втором случае нужно подставить x вместо y , y вместо z . Таким образом, получаем искомые компоненты вектора градиента.

Примеры задач с восстановлением контактной границы

Для демонстрации качества применения метода восстановления контактных границ приведем примеры для задач с разными типами сеток.

Рис. 4 (см. также цв. вкл.) демонстрирует использование метода в задаче со сферической сеткой, на рис. 5 (см. также цв. вкл.) приведен фрагмент сетки, содержащей смешанные ячейки с более чем двумя веществами. Здесь и далее на рисунках смешанные ячейки выделены белым цветом.

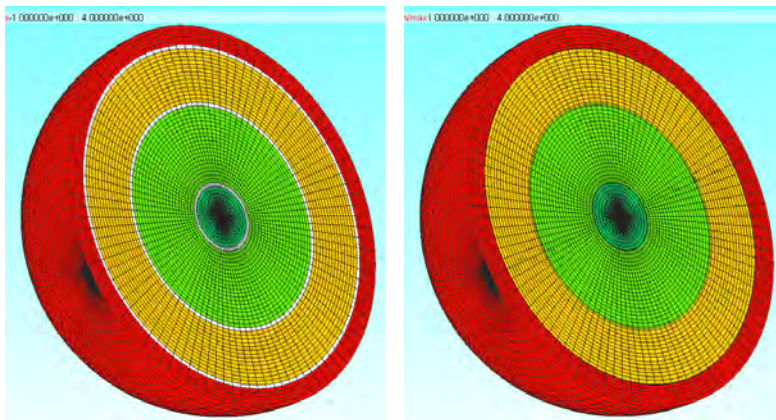


Рис. 4. Фрагмент со смешанными ячейками для задачи со сферической сеткой до и после применения метода восстановления границ

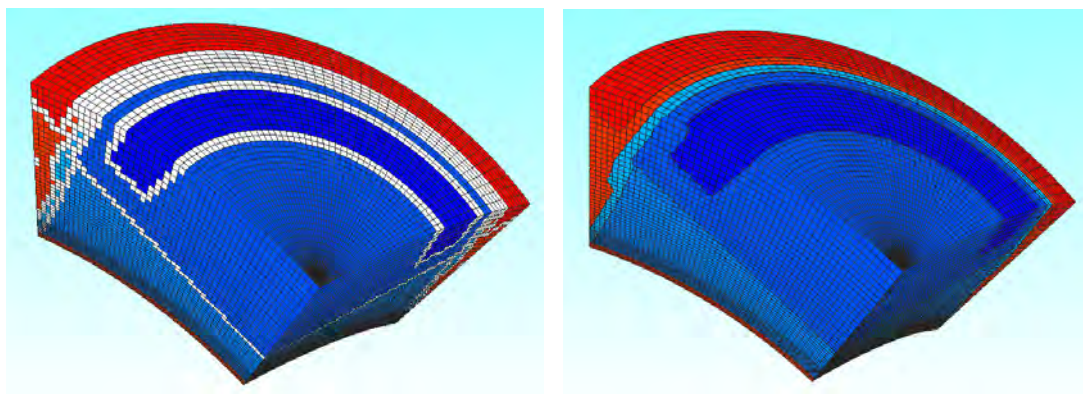


Рис. 5. Фрагмент со смешанными ячейками для задачи с произвольной сеткой, содержащей в смешанных ячейках более двух веществ, до и после применения метода восстановления границ

Из приведенных рисунков видно, что использование метода восстановления контактных границ в программе InterVal-3D позволяет уменьшить количество смешанных ячеек, появляющихся после пересчета газодинамических величин на более подробную сетку.

Пересчет газодинамических величин в модельных задачах

Использование алгоритма восстановления контактной границы в программе InterVal-3D на примерах модельных задач призвано продемонстрировать возможность пересчета газодинамических величин на более подробную сетку без ухудшения его качества с существенным уменьшением количества смешанных ячеек по сравнению с пересчетом без восстановления границ.

Задача 1. Пересчеты на сетках характерных типов (сферической, цилиндрической, прямоугольной). Родительская задача имеет три разреза: со сферической, цилиндрической и прямоугольной сетками. Размеры геометрии всех разрезов: $-1,7 \leq x \leq 1,7$, $-1,7 \leq y \leq 1,7$, $0 \leq z \leq 1,7$. Общее количество ячеек сетки 125000 (50 ячеек по каждому пространственному направлению). На рис. 6 (см. также цв. вкл.) показано распределение веществ в родительской задаче (для всех характерных типов сеток).

Дочерняя задача также имеет три разреза с теми же типами сеток: сферической, цилиндрической и прямоугольной. Размеры геометрии остались прежними. Сетка дочерней задачи измельчалась относительно сетки родительской задачи в два раза по каждому пространственному направлению (100 ячеек по каждому направлению): общее количество ячеек 1000000.

Сетки дочерней задачи подробнее сеток родительской задачи (см. рис. 6), поэтому после выполнения пересчета на них возможно появление большого количества смешанных ячеек, так как на сетках родительской задачи они присутствуют.

Выполненные пересчеты обладали следующими общими характеристиками:

- осуществлялись на более подробную сетку;
- проводились двумя способами – с применением алгоритма восстановления границы раздела веществ в смешанных ячейках и без него;
- выполнялись в многопроцессорном режиме на 108 процессорах.

На рис. 7–9 (см. также цв. вкл.) показаны результаты пересчета величин со сферической родительской сетки на дочернюю сетку всех типов (сферическую, цилиндрическую и прямоугольную) с использованием и без использования метода восстановления границ.

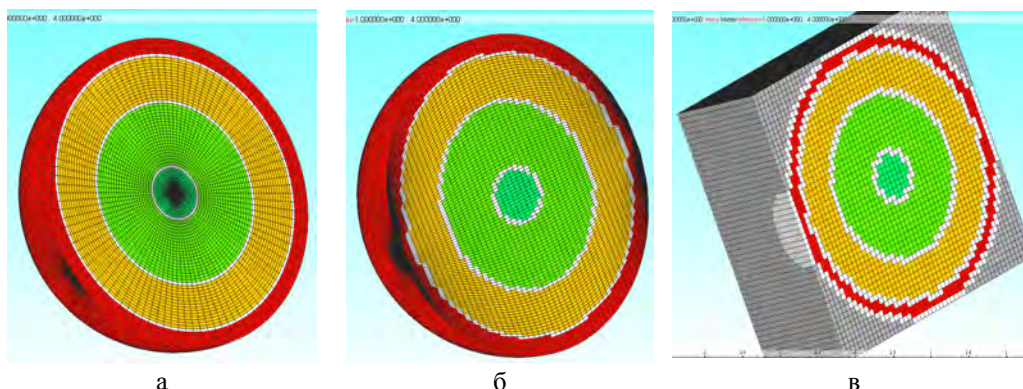


Рис. 6. Задача 1. Поля веществ на сетках родительской задачи: а – сферической; б – цилиндрической; в – прямоугольной

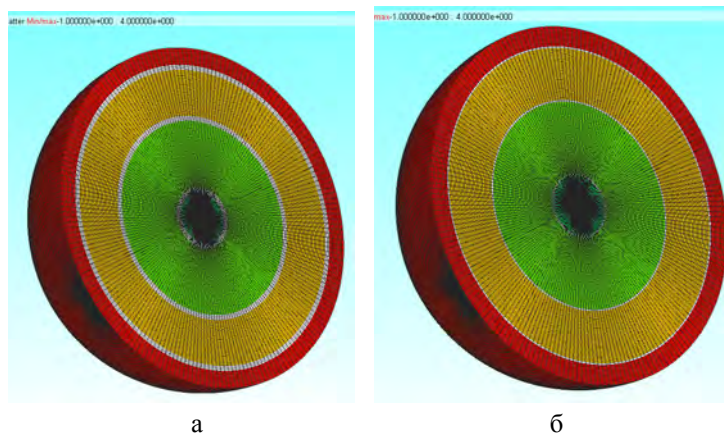


Рис. 7. Задача 1. Распределение веществ на сферической сетке дочерней задачи после пересчета без восстановления границ (а) и с восстановлением (б)

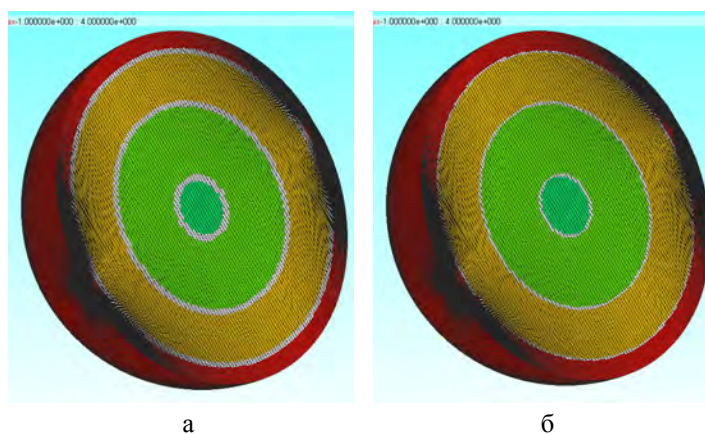


Рис. 8. Задача 1. Распределение веществ на цилиндрической сетке дочерней задачи после пересчета без восстановления границ (а) и с восстановлением (б)

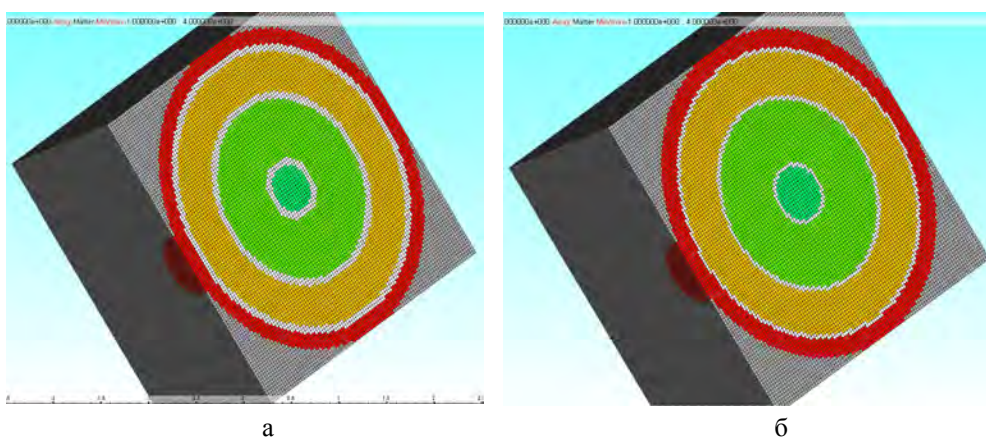


Рис. 9. Задача 1. Распределение веществ на прямоугольной сетке дочерней задачи после пересчета без восстановления границ (а) и с восстановлением (б)

В табл. 1, 2 приведены соответственно количество смешанных ячеек при пересчете двумя способами и погрешность пересчета массы веществ.

Из рис. 7–9 и таблиц видно, что алгоритм восстановления границы раздела веществ не ухудшает точность пересчета (с точки зрения выполнения закона сохранения массы веществ), при этом количество смешанных ячеек в задаче после пересчета существенно уменьшается (от 1,8 до 5 раз в зависимости типов сеток).

Таблица 1

Количество смешанных ячеек в задаче 1 после пересчета без применения метода восстановления контактных границ (А) и с его применением (В)

Сетка родительской задачи	Сетка дочерней задачи					
	Сферическая		Цилиндрическая		Прямоугольная	
	А	В	А	В	А	В
Сферическая	90000	30000	116200	50412	82520	45416
Цилиндрическая	142000	43064	113600	56992	91140	48519
Прямоугольная	212870	40050	243667	57919	85696	45904

Таблица 2

Погрешность массы (%) в задаче 1 после пересчета без использования метода восстановления контактных границ (А) и его с применением (В)

Сетка родительской задачи	Сетка дочерней задачи					
	Сферическая		Цилиндрическая		Прямоугольная	
	А	В	А	В	А	В
Сферическая	$1,04 \cdot 10^{-12}$	$1,23 \cdot 10^{-12}$	0,014	0,014	0,015	0,016
Цилиндрическая	0,00003	0,00003	$1,03 \cdot 10^{-7}$	$1,05 \cdot 10^{-7}$	0,014	0,014
Прямоугольная	0,049	0,049	0,059	0,059	$1,25 \cdot 10^{-11}$	$1,4 \cdot 10^{-11}$

Задача 2. Пересчет на сильно измельченную сетку. Требуется оценить влияние метода восстановления границ на качество пересчета (количество смешанных ячеек на сетке дочерней задачи) при его выполнении на сильно измельченную сетку (в 1000 раз подробнее сетки родительской задачи).

Основные характеристики родительской задачи: область с размерами $-30 \leq x \leq 30$, $-17 \leq y \leq 17$, $0 \leq z \leq 17$, сетка прямоугольная, общее количество ячеек 300560, в том числе смешанных.

Для дочерней задачи область та же; сетка остается прямоугольной. Общее количество ячеек 300560000.

На рис. 10 (см. также цв. вкл.) показано действие алгоритма восстановления контактных границ на сетке родительской задачи. Смешанные ячейки, отмеченные на рис. 10,а, после восстановления границ исчезают. Видно, что положение веществ в смешанных ячейках определено правильно.

Погрешность пересчета массы для данной задачи как с применением метода восстановления границ, так и без него составляет $\sim 10^{-8}$ %. Количество смешанных ячеек после пересчета без восстановления границ 2353406, с восстановлением границ – 125358. Таким образом, использование метода восстановления границ в программе InterVal-3D позволило сократить количество смешанных ячеек на сетке дочерней задачи более чем в 10 раз.

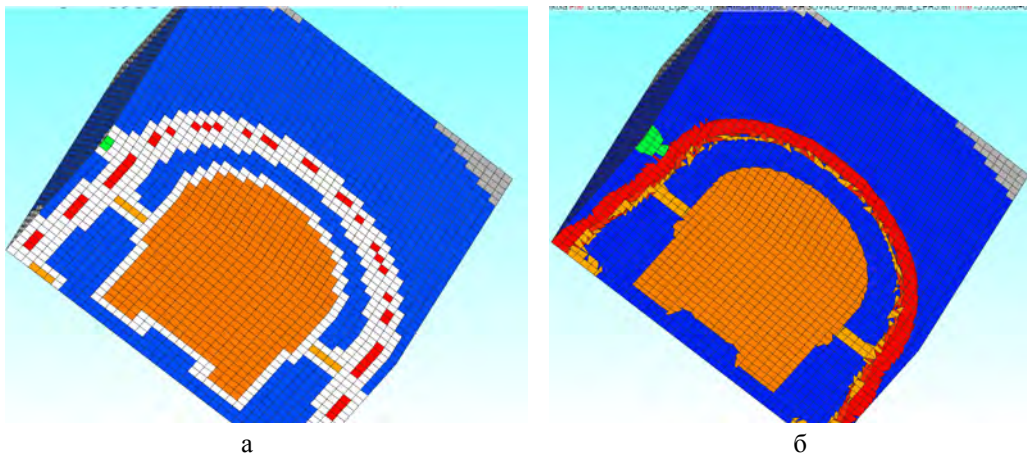


Рис. 10. Задача 2. Распределение веществ на фрагменте сетки родительской задачи без восстановления границ (а) и с восстановлением (б)

Заключение

Разработанная программа пересчета сеточных величин InterVal-3D позволяет выполнять интерполяцию газодинамических величин с одной трехмерной расчетной сетки на другую с учетом выполнения законов сохранения массы, импульса и энергии в общей части пересечения сеток. Относительная погрешность величин после пересчета, возникающая из-за аппроксимации сеток тетраэдрами, в целом по задаче составляет менее 1 % (в основном, доли процента), что является показателем точности пересчета.

Сравнение результатов пересчетов газодинамических величин с исходной сетки на более подробную сетку показывает, что использование алгоритма восстановления контактных границ не ухудшает точности пересчета и при этом значительно уменьшает количество смешанных ячеек (от 1,5 до 10 и более раз в зависимости от размеров и типов сеток) на сетке дочерней задачи после пересчета.

Программа InterVal-3D используется в РФЯЦ-ВНИИЭФ для обмена расчетными данными как в рамках одной методики, так и для их передачи после расчета по одной методике для продолжения счета по другой. Предполагается, что использование алгоритма восстановления контактной границы в рамках программы станет важным инструментом для улучшения точности получаемых после пересчета результатов с целью последовательного проведения по разным методикам расчетов сложных газодинамических течений.

Список литературы

1. Волгин А. В., Красов А. В., Кузнецов М. Ю., Тарасов В. И. Библиотека ЕФР для универсального представления расчетных данных // Труды РФЯЦ-ВНИИЭФ. 2007. Вып. 11. С. 130–135.

2. Делов В. И., Дмитриева Л. В., Садчиков В. В. Методика и программа определения общего объема пересечения двух произвольно расположенных в пространстве шестигранников с неплоскими гранями // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Матем. моделирование физ. процессов. 1996. Вып. 4. С. 57–61.
3. Youngs D. L. Time dependent multi-material flow with large distortion // Numerical methods for fluid dynamics / Eds. by K. W. Morton, J. G.H. Bains. – London, New York: Academic Press, 1982.
4. Бахрах С. М., Величко С. В., Спиридонов В. Ф. и др. Методика ЛЭГАК-3D расчета трехмерных нестационарных течений многокомпонентной сплошной среды и принципы ее реализации на многопроцессорных ЭВМ с распределенной памятью // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Матем. моделирование физ. процессов. 2004. Вып. 4. С. 41–50.
5. Бахрах С. М., Величко С. В., Спиридонов В. Ф. и др. Алгоритмы глобального пересчета сеточных величин в методике ЛЭГАК-3D // Там же. 2006. Вып. 2. С. 15–22.
6. Бахрах С. М., Безрукова И. Ю., Борляев В. В. и др. Корректировка сетки и пересчет величин в комплексе программ ЛЭГАК-3D // Сб. докладов III науч.-техн. конф. «Молодежь в науке». – Саратов: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2004. С. 77–82.

Technique for Gas-Dynamic Quantity Transfer from One Regular 3D Grid to Another with Account for Re-Established Materials' Interface in Mixed Cells

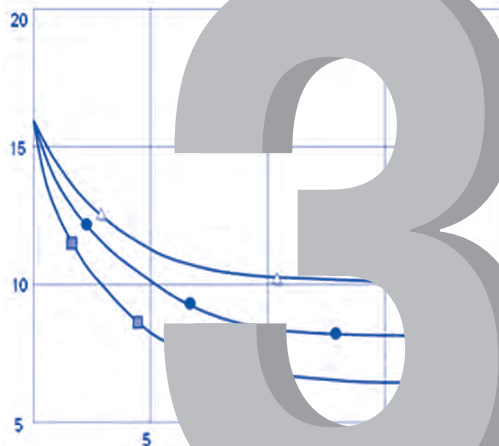
N. V. Chukhmanov, I. V. Syrova, D. V. Zubanov

The paper considers the possibility of gas-dynamic quantity transfer from one 3D regularly structured grid to another with account for re-established materials' interface in mixed cells in the frames of the InterVal-3D program. The paper describes the InterVal-3D program, its abilities, as well as the underlying re-calculation principles. The realized materials' interface re-establishing algorithm is described. The comparative analysis of the recalculation results obtained using the interface re-establishing algorithm and without it in model problems with different spatial grids is given.

СОДЕРЖАНИЕ

<i>Истоки неточностей в реактивности, определяемой с помощью обращенного решения уравнений кинетики</i>	<i>130</i>
<i>Спектральные характеристики гамма-полей реакторных установок ВНИИЭФ.....</i>	<i>154</i>
<i>Критические эксперименты на сборках с металлическим плутонием, выполненные в РФЯЦ-ВНИИЭФ.....</i>	<i>176</i>
<i>Некоторые вопросы проектирования исполнительных механизмов импульсных ядерных реакторов.....</i>	<i>188</i>
<i>Методическое и аппаратное обеспечение исследования гамов-теллеровских резонансов в составном ядре.....</i>	<i>200</i>

РАЗДЕЛ



3

**ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА,
ФИЗИКА ЯДЕРНЫХ
РЕАКТОРОВ**

УДК 621.039.14

Истоки неточностей в реактивности, определяемой с помощью обращенного решения уравнений кинетики

В. Ф. Колесов

Выполнен анализ причин неточностей в реактивности, определяемой с помощью методики под названием «Обращенное решение уравнений кинетики», и продемонстрированы пути нейтрализации этих неточностей. Показано, что в методике разным этапам процедуры измерений соответствует своя форма пространственного распределения плотности потока нейтронов; это приводит к изменению эффективной интенсивности источника и эффективности регистрации нейтронов детектором и в результате – к ошибкам в экспериментально определяемой реактивности.

Введение

Реактивность, подкритичность, как и родственное им, но более первичное понятие эффективного коэффициента размножения нейтронов $k_{эф}$, относятся к разряду наиболее важных характеристик ядерных реакторов. Трудно, например, представить, чтобы обсуждение и решение конкретных задач по управлению или безопасности реакторов проводилось без оперирования этими понятиями. Значения реактивности, подкритичности или $k_{эф}$ (далее будем говорить: «реактивность») являются главными показателями состояния размножающей системы. В этой связи большое значение приобрели методики и точность измерения (правильнее говорить: «методики экспериментального определения») реактивности.

В практике экспериментального определения реактивности широко известными являются методики импульсного источника и умножения нейтронов источника, методика площадей (иначе – методика Шёстранда или сброса источника), методика сброса стержня, стохастические методики α -Росси и Фейнмана, а также методика обращенного решения уравнений кинетики (ОРУК) [1].

Измерительные операции методики сброса стержня и родственной ей методики ОРУК вследствие перемещения стержня сопровождаются заметными изменениями конфигурации активной зоны (АЗ) реактора. Изменения конфигурации АЗ, в свою очередь, приводят к деформации пространственного распределения плотности потока нейтронов и, следовательно, к изменениям эффективной интенсивности источника нейтронов и эффективности нейтронного детектора. Указанные явления неизбежно сказываются на точности измерения реактивности.

Методика ОРУК часто используется в качестве основы реактиметров для исследовательских реакторов. Используется она и во ВНИИЭФ в реактиметрах для критических сборок и импульсных реакторов [2, 3]. При этом наблюдаемые неточности в измерениях реактивности компенсируются путем подгоночного изменения интенсивности источника нейтронов или введения

нейтронного фона. Имел место даже курьезный случай, когда та же цель достигалась в результате использования «новых», заведомо неадекватных решений уравнений кинетики.

В статье доказана ошибочность этих решений и на примерах работ зарубежных авторов продемонстрированы физически обоснованные приемы обработки экспериментальных данных в методике ОРУК, а также в методике умножения нейтронов источника, отмеченной теми же, что и ОРУК, возможными неточностями результатов.

Указанные примеры заимствованы из статей по разрабатываемым в ряде стран электродерным установкам (ЭЛЯУ) – инновационным системам, в которых реактор действует в режиме глубокой подкритичности. В случае ЭЛЯУ точность методик измерения реактивности приобретает особую значимость. В этих условиях перечисленные выше методики подвергаются тщательной перепроверке на предмет не только точности, но и приемлемости для ЭЛЯУ их операционной процедуры [4–7]. В этом аспекте интересно отметить, что в качестве наиболее приемлемых для ЭЛЯУ рекомендуются методики импульсного источника и площадей или сброса источника, а в качестве наименее подходящих квалифицируются методики умножения нейтронного источника и сброса стержня [8]. Методика ОРУК в этой связи почти не упоминается.

1. Уравнения точечной кинетики реакторов

подавляющая часть применений методики ОРУК определения реактивности связана с использованием так называемой точечной модели реакторной кинетики. На основе этой сравнительно простой и физически наглядной модели проводится большинство расчетов по нейтронике реакторов. Несмотря на приближенность уравнений точечной модели, расчеты по ней, особенно в случае компактных систем с относительно небольшими размерами, выполняются с вполне приемлемой точностью. И лишь в случае реакторов с большими, слабо связанными активными зонами применение в расчетах уравнений точечной модели бывает сопряжено с очень существенными ошибками. В таких случаях необходимо в расчетах использовать уравнения значительно более сложной пространственно-временной кинетики.

Но, как сказано выше, подавляющая часть расчетов по кинетике реакторов проводится с помощью уравнений точечной модели. В рамках этой модели проводится и обоснование известных методик измерения реакторных параметров. В точечной модели задача реакторной кинетики сводится к решению системы зависящих от времени обыкновенных дифференциальных уравнений.

Существует ряд подходов к обоснованию и трактовке уравнений точечной реакторной кинетики [1, 9]. В этой области наиболее известны и последовательны теоретические работы Усачева и Генри. Теории Усачева и Генри близки, но все-таки между ними имеются отличия. В теории Усачева плотность потока нейтронов приближенно представляется как

$$\varphi(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t) \approx \psi(\vec{r}, \vec{\Omega}, E) n(t), \quad (1)$$

а в теории Генри – как

$$\varphi(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t) \approx \psi(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t) n(t). \quad (2)$$

В первом случае форм-функция ψ в точности не зависит от времени и вся временная зависимость плотности потока нейтронов сосредоточена в амплитудном факторе $n(t)$. Во втором случае амплитудный фактор $n(t)$ включает основную временную зависимость φ и форм-функция ψ , хотя и в слабой степени, тоже зависит от времени.

Подход Генри к обоснованию точечной модели получил большее признание. Этот подход естественным образом распространяется на область сложных пространственно-временных моделей реакторной кинетики. В теории Генри легко формулируются уравнения адиабатического, квазистатического и других приближений пространственно-временной кинетики и оцениваются масштабы присущих этим приближениям неточностей. Эти достоинства подхода Генри определили его широкие применения в практике реакторных расчетов и породили большой поток работ других авторов по дальнейшему развитию метода.

По существу, при выводе самих уравнений в модели Генри, как и в модели Усачева, используется предположение о полной независимости форм-функции ψ от времени.

Уравнения кинетики точечного реактора обычно применяют в виде

$$\frac{dn}{dt} = \frac{\rho(t) - \bar{\gamma}\beta}{\Lambda} n(t) + \sum_{i=1}^6 \lambda_i C_i(t) + S(t); \quad \frac{dC_i}{dt} = \frac{\gamma_i \beta_i}{\Lambda} n(t) - \lambda_i C_i(t), \quad i = 1, 2, \dots, 6, \quad (3)$$

где $n(t)$ – число нейтронов в реакторе в момент времени t , $C_i(t)$ – число предшественников запаздывающих нейтронов (ЗН) группы i , Λ – время генерации мгновенных нейтронов в реакторе, ρ – реактивность, λ_i – постоянная распада предшественников ЗН группы i , β_i – эффективная доля ЗН группы i , $\beta = \sum_i \beta_i$; γ_i , $\bar{\gamma}$ – эффективности ЗН, соответственно, группы i и средняя, $S(t)$ – источник нейтронов. Ниже в тексте статьи наравне с обозначениями $\bar{\gamma}\beta$ и $\gamma_i \beta_i$ будут использоваться равнозначные им символы $\beta_{эф}$ и $\beta_{эфi}$.

Предполагается, что в уравнениях (3) β_i , β , Λ являются постоянными, не зависящими от времени величинами.

Уравнения кинетики иногда записывают также в несколько ином виде (см. монографию [1]):

$$\frac{dn}{dt} = \frac{k_{эф}(t)(1 - \bar{\gamma}\beta) - 1}{\tau} n(t) + \sum_{i=1}^6 \lambda_i C_i(t) + S(t); \quad \frac{dC_i}{dt} = \frac{\gamma_i \beta_i k_{эф}(t)}{\tau} n(t) - \lambda_i C_i(t), \quad i = 1, 2, \dots, 6. \quad (4)$$

Здесь вместо реактивности ρ используется коэффициент размножения нейтронов $k_{эф}$, а вместо времени генерации мгновенных нейтронов Λ – время жизни мгновенных нейтронов τ , с которыми ρ и Λ связывают соотношения

$$\rho = (k_{эф} - 1)/k_{эф}, \quad \Lambda = \tau/k_{эф}. \quad (5)$$

В уравнениях (4) постоянными, не зависящими от времени величинами являются β_i , β , τ . Если Λ можно назвать обратной величиной вероятности образования нейтронов, то τ – обратная величина вероятности их исчезновения. В ином определении Λ – это взвешенное по сопряженной функции число нейтронов, деленное на взвешенную по сопряженной функции скорость испускания нейтронов деления; τ – взвешенное по сопряженной функции число нейтронов, деленное на взвешенную по сопряженной функции скорость потерь нейтронов.

Вблизи критического состояния обе формы записи уравнений кинетики можно считать эквивалентными. Но в более широкой области значений ρ (или $k_{эф}$) они существенно отличаются.

Уравнения в форме (3) считаются предпочтительными, поскольку они, вследствие отсутствия ρ в уравнениях для предшественников ЗН, проще при решении, особенно в варианте задач инверсной кинетики. В то же время уравнения в форме (4) более понятны физически, их легко вывести на основании элементарного баланса нейтронов в предположении идентичности всех нейтронов

реактора. К тому же (автор статьи знает это по собственному опыту) при проведении расчетов во многом сподручнее иметь дело непосредственно с первичным параметром $k_{эф}$, чем с производной от него реактивностью.

Уравнения в форме (4) часто использовали в прошлом, довольно часто они применяются и в настоящее время. Полностью исключить их из арсенала средств реакторной кинетики было бы затруднительно, в этом и нет необходимости.

Иногда уравнения кинетики точечного реактора (3), (4) применяют в интегро-дифференциальной форме. Эти уравнения, соответственно, имеют вид:

$$\frac{dn}{dt} = \frac{\rho(t) - \bar{\gamma}\beta}{\Lambda} n(t) + \int_{-\infty}^t \sum_{i=1}^6 \frac{\lambda_i \gamma_i \beta_i}{\Lambda} e^{-\lambda_i(t-\xi)} n(\xi) d\xi + S(t); \quad (6)$$

$$\frac{dn}{dt} = \frac{k_{эф}(t)(1 - \bar{\gamma}\beta) - 1}{\tau} n(t) + \int_{-\infty}^t \sum_{i=1}^6 \frac{\lambda_i \gamma_i \beta_i}{\tau} e^{-\lambda_i(t-\xi)} k_{эф}(\xi) n(\xi) d\xi + S(t). \quad (7)$$

Уравнения (6), (7) получены путем формального решения уравнений для предшественников ЗН в уравнениях (3), (4) и подстановки результата в уравнения для $n(t)$.

Как сказано выше, модель точечной кинетики, вполне оправдывающая себя в применении к реакторам малых размеров, в случае больших реакторов требует дополнительного анализа условий применимости. В этом аспекте важна информация о порядке времен, за которые в реакторе устанавливается новое, характерное для измененного состояния АЗ и допускающее разделение временной и пространственной переменных асимптотическое распределение плотности потока нейтронов.

Качественный анализ пространственно-временной кинетики больших реакторов проведен в работе [10] на основе разложения функций плотности нейтронов и концентрации предшественников ЗН в ряды по собственным функциям волнового уравнения. Рассматривался одномерный плоский реактор с шестью группами ЗН.

В результате было показано, что переходный процесс формирования асимптотического распределения плотности нейтронов после внесения локальных возмущений занимает довольно длительное время. Это объясняется тем, что для установления асимптотического распределения плотности нейтронов необходимо формирование и асимптотического распределения концентраций предшественников ЗН, времена жизни которых существенно превышают время жизни мгновенных нейтронов. При введении отрицательной реактивности возможны ситуации, когда асимптотическое пространственное распределение плотности нейтронов практически не устанавливается. Указанное явление позволило сделать заключение, что в больших реакторах пространственно-временные процессы со значительными деформациями распределения плотности нейтронов не могут быть корректно описаны точечной моделью кинетики.

Что касается реакторов со средними размерами АЗ, то имеются примеры конкретных расчетов, свидетельствующих о полной оправданности применения в них точечной модели. Так, в статье [11] с помощью расчетов по нестационарной диффузионной программе показано, что форма пространственного распределения плотности потока нейтронов в материаловедческом исследовательском реакторе МТР остается практически постоянной в течение переходных процессов и амплитудная функция изменения плотности потока нейтронов со временем хорошо согласуется с предсказанием модели точечной кинетики.

2. Обращенные решения уравнений кинетики

При решении уравнений кинетики обычно определяют поведение плотности нейтронов $n(t)$ в зависимости от $\rho(t)$ (или $k_{эф}(t)$). Но представляют интерес и так называемые обращенные (инверсные) решения уравнений кинетики, в результате которых находят зависимость $\rho(t)$ (или $k_{эф}(t)$) от известной функции времени $n(t)$. Инверсные задачи кинетики реакторов рассматривались во многих работах ([12–16] и др.).

Инверсные решения уравнений кинетики позволяют [15]:

– определять $\rho(t)$ или $k_{эф}(t)$, если плотность нейтронов известна во все предыдущие моменты времени;

– при проектировании оптимальных систем автоматического управления находить закон изменения $\rho(t)$ или $k_{эф}(t)$, обеспечивающий требуемый ход зависимости $n(t)$ от времени;

– определять характеристики исполнительных механизмов и стержней управления, позволяющих осуществлять заданный закон изменения $n(t)$.

На инверсных решениях уравнений кинетики основана работа реактиметров, с помощью этих решений определяется временное поведение реактивности аperiodического импульсного реактора (АИР) в импульсах делений.

Инверсное решение уравнений кинетики в терминах ρ и Λ (3) можно получить из уравнения (6) простым разрешением его относительно ρ . После незначительных преобразований это решение принимает вид

$$\rho(t) = \beta_{эф} + \frac{\Lambda}{n(t)} \left[\frac{dn}{dt} - \sum_i \lambda_i C_i(0) e^{-\lambda_i t} - \frac{1}{\Lambda} \int_0^t n(\xi) \sum_i \lambda_i \beta_{эф i} e^{-\lambda_i(t-\xi)} d\xi - S(t) \right]. \quad (8)$$

Другая форма инверсного решения получается при интегрировании по частям интеграла в уравнении (8):

$$\rho(t) = \frac{\Lambda}{n(t)} \left\{ \frac{dn}{dt} + \frac{1}{\Lambda} \sum_i \left[\beta_{эф i} n(0) - \Lambda \lambda_i C_i(0) \right] e^{-\lambda_i t} + \frac{1}{\Lambda} \int_0^t \frac{dn(\xi)}{d\xi} \sum_i \beta_{эф i} e^{-\lambda_i(t-\xi)} d\xi - S(t) \right\}. \quad (9)$$

При равновесии предшественников ЗН в момент $t = 0$ уравнение (9) упрощается:

$$\rho(t) = \frac{\Lambda}{n(t)} \left(\frac{dn}{dt} - S \right) + \frac{1}{n(t)} \int_0^t \frac{dn(\xi)}{d\xi} \sum_i \beta_{эф i} e^{-\lambda_i(t-\xi)} d\xi. \quad (10)$$

Для уравнений кинетики в терминах $k_{эф}$ и τ (4), если не прибегать к численным расчетам, можно получить лишь приближенные инверсные решения. Одно из таких приближенных решений приведено в работе [15]. Это решение имеет вид:

$$\begin{aligned} \Delta k_{эф}(t) = k_{эф} - 1 = & \frac{1}{n(t)} \left\{ \tau (1 + \beta_{эф}) \left[\frac{dn}{dt} - S(t) \right] + \tau \sum_i \lambda_i \beta_{эф i} \int_0^t S(\xi) e^{-\lambda_i(t-\xi)} d\xi + \right. \\ & \left. + \int_0^t \frac{dn}{d\xi} \left[\sum_i \beta_{эф i} e^{-\lambda_i(t-\xi)} (1 + \beta_{эф} - \beta_{эф i} \lambda_i (t - \xi) - \sum_{k \neq i} \beta_{эф k} \frac{\lambda_k + \lambda_i}{\lambda_k - \lambda_i} - \tau \lambda_i) \right] d\xi + \tau S(0) \times \right. \\ & \left. \times \sum_i \beta_{эф i} e^{-\lambda_i t} \left[1 + \beta_{эф} - \beta_{эф i} \lambda_i t - \sum_{k \neq i} \beta_{эф k} \frac{\lambda_k + \lambda_i}{\lambda_k - \lambda_i} \right] \right\}. \quad (11) \end{aligned}$$

Более точное инверсное решение уравнений кинетики в форме (4) получено в статье [16]). Это решение записывается как

$$k_{\text{эф}}(t) = \frac{1}{(1 - \beta_{\text{эф}})n(t)} \sum_{n=0}^N \left\{ A_{1n} \left[\tau \frac{dn}{dt} + (1 - \tau\omega_n)n(t) - \tau S(t) \right] + \tau [A_{1n}\omega_n n(0) - A_{2n}] e^{-\omega_n t} + \right. \\ \left. + A_{1n} \tau \omega_n \int_0^t S(\xi) e^{-\omega_n(t-\xi)} d\xi + A_{1n} \omega_n (\tau\omega_n - 1) \int_0^t n(\xi) e^{-\omega_n(t-\xi)} d\xi \right\}, \quad (12)$$

где ω_i – корни уравнения $\sum_{n=0}^N \delta_n P^{(N-n)} = 0$, взятые с обратным знаком ($i = 1, 2, \dots, N$), а $\omega_0 \equiv 0$.

Коэффициенты A_{1n}, A_{2n} определяются формулами

$$A_{1n} = \sum_{i=0}^N (-1)^{N-i} B_i \omega_n^{N-i} / \prod_{j=0}^N (\omega_j - \omega_n), \quad j \neq n;$$

$$A_{2n} = \sum_{i=0}^N (-1)^{N-i} D_{i+1}(c) \omega_n^{N-i} / \prod_{j=0}^N (\omega_j - \omega_n), \quad j \neq n;$$

$$B_0 = 1; \quad B_n = \sum_{\substack{i,j,m,\dots,q=1 \\ n}}^N \lambda_i \lambda_j \dots \lambda_q, \quad i < j < \dots < q;$$

$$D_0 \equiv 0; \quad D_{N+1} \equiv 0; \quad D_n(x) = \sum_{\substack{i,j,m,\dots,q=1 \\ n}}^N x_i \lambda_i \lambda_j \lambda_m \dots \lambda_q, \quad j, m, \dots, q \neq i; \quad j < m < \dots < q;$$

$$\delta_n = B_n + \frac{1}{1 - \beta_{\text{эф}}} D_n(\beta_{\text{эф}}).$$

Аргумент c коэффициентов D_n определяется соотношением $x_i = C_i(0)$, где $C_i(0)$ – концентрация предшественников ЗН группы i в момент $t = 0$. Аналогично аргумент $\beta_{\text{эф}}$ равен $x_i = \beta_{\text{эф}i}$.

Применение приведенных выше инверсных решений, а конкретно – решения в форме (10), можно проиллюстрировать на следующих задачах [15]:

1. Определить закон изменения $\rho(t)$, требуемый для перевода реактора с уровня мощности n_0 до n_1 по экспоненте с периодом τ_0 , т. е.

$$n(t) = \begin{cases} n_0, & t \leq 0; \\ n_0 \exp(t/\tau_0), & 0 \leq t \leq t_1; \\ n_1 = n_0 \exp(t_1/\tau_0), & t \geq t_1. \end{cases}$$

2. Определить вид $\rho(t)$, обеспечивающий линейное изменение мощности реактора с уровня n_0 на уровень n_1 , т. е.

$$n(t) = \begin{cases} n_0, & t \leq 0; \\ n_0 + Vt, & 0 \leq t \leq t_1; \\ n_1 = n_0 + Vt_1, & t \geq t_1. \end{cases}$$

Решения этих задач в графическом представлении приведены на рис. 1 и 2.

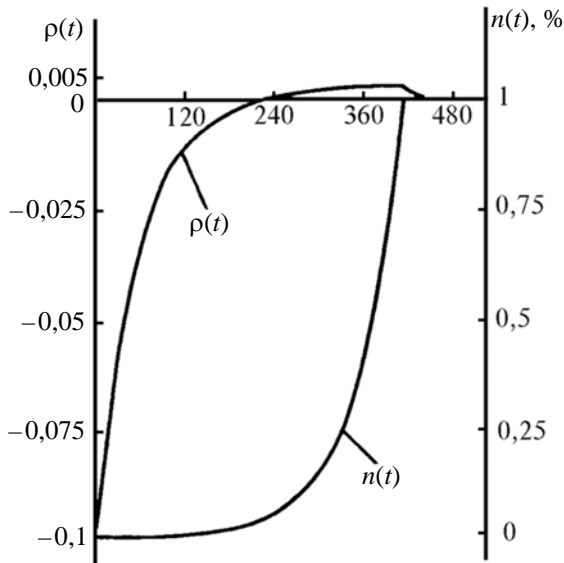


Рис. 1. Изменение реактивности при разгоне реактора по экспоненте с заданным периодом ($n_0 = 10^{-3} \%$; $n_1 = 1 \%$; $\tau_0 = 60$ с; $S = 1 \%$ /с; $\Lambda = 10^{-4}$ с; $\beta_{эф} = 0,0065$)

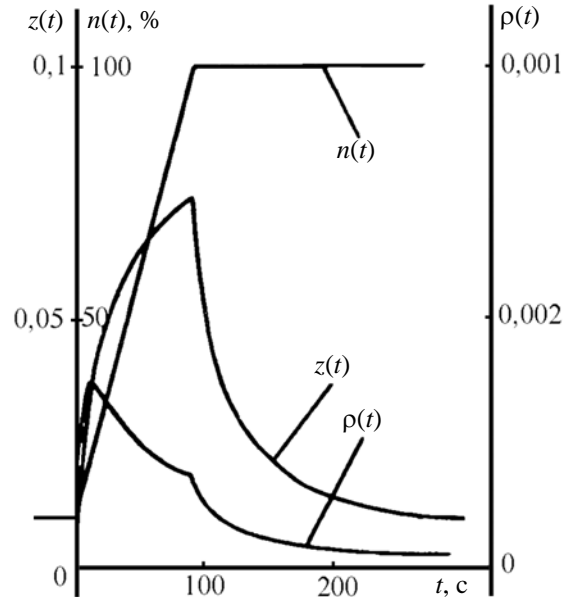


Рис. 2. Изменение реактивности при линейном увеличении уровня нейтронного потока (увеличение потока от $n_0 = 10 \%$ до $n_1 = 100 \%$ со скоростью 1% /с; $\Lambda = 10^{-4}$ с; $\beta_{эф} = 0,0065$; $z(t) = n(t)\rho(t)$)

Инверсные решения (11) и (12) уравнений кинетики в терминах $k_{эф}$ и τ значительно сложнее решений (8)–(10). Эта особенность решений (11), (12) обусловлена присутствием $k_{эф}(t)$ в правых частях уравнений для предшественников ЗН в системе (4).

3. Изменения на стадии измерений $n(t)$ форм-функции и связанных с ней ценности нейтронов источника и эффективности детектора

Как уже говорилось, пространственное распределение плотности потока нейтронов, а значит, и вид форм-функции $\psi(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t)$ в соотношении (2) существенно зависят от реактивности активной зоны ρ , т. е. от уровня подкритичности или надкритичности реактора. В условиях использования методики ОРУК, обычно реализуемой путем сброса стержня безопасности, устано-

вившееся распределение $\psi(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t)$ при измерении исходной реактивности активной зоны и реактивности после сброса стержня будут иметь заметные отличия. В случае больших реактивностей стержня эти отличия могут стать значительными.

Зависимость $\psi(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t)$ от уровня подкритичности можно проиллюстрировать на примере реактора TRIGA, использованного в опытах экспериментальной программы TRADE, посвященной изучению физических характеристик макета электроядерной установки [5]. Задаче экспериментального определения реактивности и, в частности, свойствам пространственно-временных распределений плотности потока нейтронов в программе TRADE придавалось первостепенное значение.

Внутренняя структура реактора TRIGA открывала возможность реализации очень разных подкритических конфигураций АЗ. В качестве драйвера подкритического реактора, т. е. внешнего источника нейтронов, служили нейтроны от размещаемой в центре АЗ мишени ускорителя.

В результате измерений было получено, что при возрастании $k_{эф}$ активной зоны до единицы распределение плотности потока нейтронов становилось все более пологим и сводилось к фундаментальной гармонике реактора. Рис. 3, 4 демонстрируют радиальное, усредненное по твэлам распределение потока нейтронов в АЗ и осевое распределение потока для наиболее разогретого твэла при разных уровнях подкритичности. Плотность потока нейтронов на рис. 3, 4 нормирована на 1 МВт тепловой мощности реактора.

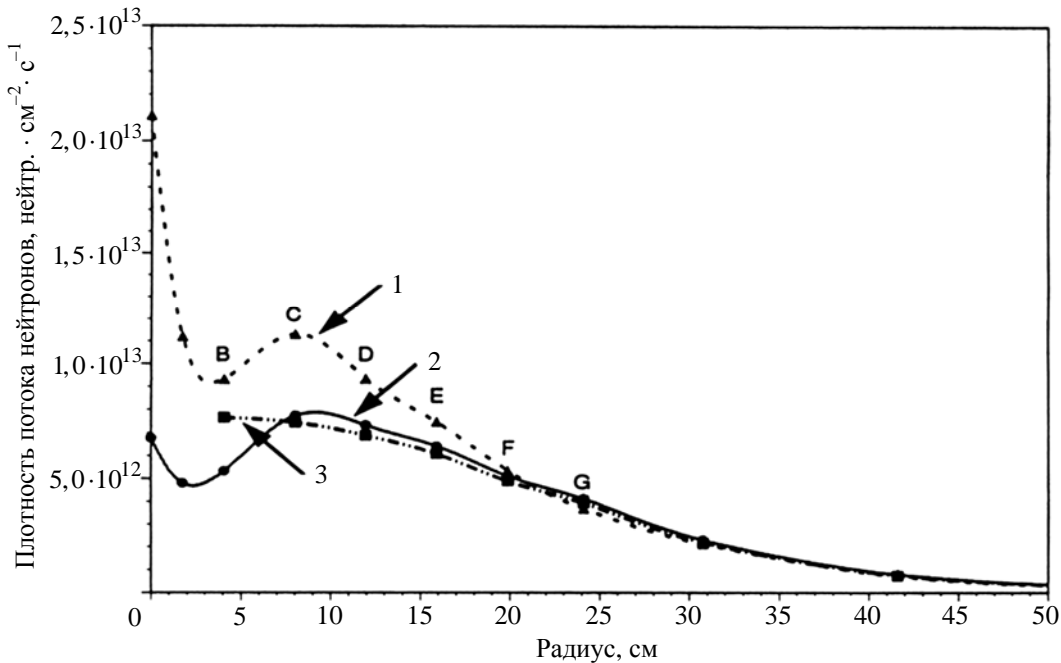


Рис. 3. Радиальное распределение плотности потока нейтронов в АЗ реактора TRIGA: 1 – $k_{эф} = 0,91$; 2 – $k_{эф} = 0,97-0,98$; 3 – $k_{эф} = 1$

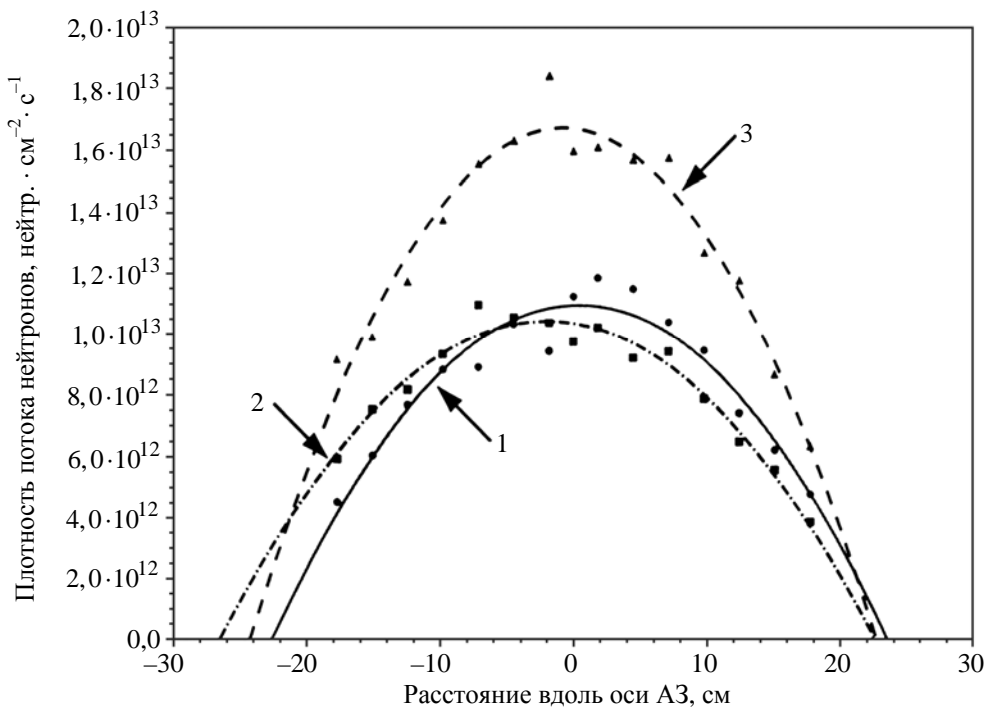


Рис. 4. Осевое распределение плотности потока нейтронов в наиболее разогретом твэле АЗ:
 1 – $k_{эф} = 0,97-0,98$; 2 – $k_{эф} = 1$; 3 – $k_{эф} = 0,91$

Как видно из рис. 3, 4, пространственное распределение плотности потока в реакторе TRIGA существенно зависит от уровня подкритичности. Это означает, что ценность нейтронов внешнего источника и эффективность регистрации нейтронов детектором, где бы источник и детектор ни размещались, должны изменяться в зависимости от уровня подкритичности.

В качестве примера такой зависимости можно привести результаты определения подкритичности в двух конфигурациях французского быстрого реактора MASURCA. В этих измерениях применялась методика обращенного решения уравнений кинетики. Измерения плотности потока нейтронов в исходном критическом состоянии реактора и в состоянии после сброса стержня безопасности проводились с помощью трех детекторов (Д1, Д3 и Д4), расположенных на разных позициях реакторного отражателя [4]. Результаты обработки данных этих измерений с помощью методики ОРУК приведены в табл. 1.

Таблица 1

Первичные реактивности двух конфигураций реактора MASURCA, определенные с помощью методики ОРУК по показаниям трех детекторов [4]

Конфигурация реактора	Детектор		
	Д1	Д3	Д4
1	0,03568	0,03752	0,03300
2	0,04104	0,04305	0,04975

Параллельно с измерениями $n(t)$ и определением первичных экспериментальных реактивностей двух конфигураций реактора MASURCA проводились расчеты этих же реактивностей с помощью двумерной программы FX(2) и трехмерной программы MCNP. Экспериментальные реактивности оказались заниженными в сравнении с более надежными в данном случае расчетными значениями. К тому же, как видно из табл. 1, значения первичных экспериментальных реактивностей заметно зависят от типа и места расположения детектора.

Указанные некорректности значений первичных экспериментальных реактивностей были приписаны в работе [4] влиянию изменений пространственного распределения плотности потока нейтронов. После введения поправки на пространственные эффекты реактивности, относящиеся к разным детекторам, стали более согласующимися (табл. 2) и их средние значения стали соответствовать расчетным значениям.

Таблица 2

Скорректированные экспериментальные реактивности двух конфигураций реактора MASURCA, определенные с помощью методики ОРУК по показаниям трех детекторов [4]

Конфигурация реактора	Детектор		
	Д1	Д3	Д4
1	0,03920	0,03903	0,03903
2	0,04624	0,04590	0,04389

Корректировочные коэффициенты в указанной процедуре определялись путем расчета пространственных распределений плотности потока нейтронов в исходном критическом состоянии реактора и в состоянии после сброса стержня безопасности и нахождения отношений этих плотностей потока в точках размещения детекторов.

Необходимо отметить, что в приведенной здесь демонстрации методики ОРУК отражены не все возможные погрешности в определенных с ее помощью реактивностях. В этом примере задействованы лишь асимптотические значения $n(t)$ для исходного и конечного состояний реактора. Для других времен ситуация была бы иной. Так, значения $\rho(t)$ в промежуточных временных точках, если бы мы их определяли, содержали бы ошибку из-за неполного вследствие неравновесности переходного процесса включения в цепную реакцию запаздывающих нейтронов.

Как видим, процедура измерения реактивности в системах со значительным влиянием пространственных эффектов требует тщательного выбора мест размещения детектора и источника нейтронов, а также большой осторожности при использовании привычных формул кинетики. Как констатируется, например, в работе [17], показания реактиметров, основанные на регистрации локальной плотности потока нейтронов, на формулах инверсного решения уравнений кинетики или на уравнении обратных часов, справедливы только на этапе установившегося переходного процесса.

В других работах по поводу методики ОРУК приводятся и более суровые слова. В публикации [18], например, сказано: «Реактивность определяется методом ОРУК лишь с точностью до некоторого слагаемого $\delta\rho_{\sigma}$, обусловленного неточным знанием исследуемого состояния реактора. Последнее принципиально ограничивает саму возможность измерения реактивности методом ОРУК, который является в этой связи скорее методом измерения малых разностных эффектов реактивности, на значения которых указанное слагаемое не оказывает заметного влияния, нежели самой реактивности».

4. Практика применения методики ОРУК в задачах определения реактивности

Как уже говорилось, реактивность является одним из наиболее важных параметров ядерного реактора. Проблеме определения физического смысла реактивности, методам ее расчета и измерения посвящена обширная литература. Весьма полно эти вопросы рассмотрены, например, в монографии [1].

Понятие реактивности очень важно в применении к аperiodическим импульсным реакторам (АИР). Точность и надежность измерения реактивности в этом случае всецело определяют условия ядерной безопасности при пуске и эксплуатации установок. Особенно высокие требования к точности и надежности измерения реактивности сопряжены с работой быстрых импульсных реакторов. Это обусловлено тем, что быстрым реакторам свойственны слишком малая начальная реактивность, резкий характер зависимости энерговыделения в АЗ от начальной реактивности и высокая чувствительность к воздействию облучаемых объектов.

В области импульсных реакторов измерения реактивности преследуют три основные цели [19]:

- определение реактивности, вносимой органами управления реактором и облучаемыми объектами;
- получение данных для выбора начальной реактивности при генерировании импульса делений;
- обеспечение опорной базы для сравнения расчетных и экспериментальных характеристик реактора.

В мировой практике разработано много методов измерения реактивности. Выбор тех или иных методов для применения в импульсных реакторах или на критических сборках зависит не только от их принципиальных возможностей, но в большой степени и от технической оснащенности и особенностей эксплуатации установок. В практике запуска и эксплуатации импульсных реакторов и критическихборок наиболее часто применяются методы умножения нейтронов источника, установившегося периода разгона мощности, методы площадей, сброса стержня и цифровой метод, основанный на обращенном решении уравнений кинетики [2, 3, 20].

Метод, основанный на численном решении обращенного решения уравнений кинетики, получил распространение благодаря внедрению ЭВМ в практику работ на реакторах. В принципе, этот метод отличается двумя благоприятными свойствами: непрерывным диапазоном измерений и непрерывностью во времени. Первое свойство обеспечивает возможность измерений как в положительной, так и в отрицательной области изменения реактивности с помощью одного метода, причем так называемая мертвая зона вблизи критического состояния в этом случае отсутствует. Второе свойство позволяет осуществлять непрерывный в реальном времени контроль реактивности (что важно с точки зрения безопасности) и ее оперативное измерение сразу же после остановки органов управления АИР.

Цифровые реактиметры, применяющиеся на быстрых импульсных реакторах ВНИИЭФ, описаны в работе [2].

Алгоритм вычислений в этих реактиметрах, заимствованный из статьи [20], заключается в расчете реактивности по формулам

$$\rho_j = 1 - \left(S + \sum_i C_{i,j} \right) / n_j; \quad C_{i,j} = C_{i,j-1} E_i + A_i n_j - B_i n_{j-1}; \quad E_i = \exp(-\lambda_i \Delta t);$$

$$A_i = a_i [1 - (1 - E_i) / (\lambda_i \Delta t)]; \quad B_i = a_i [E_i - (1 - E_i) / (\lambda_i \Delta t)]; \quad C_{i,0} = a_i n_0, \quad (13)$$

где Δt – шаг счета по времени; n_j – средняя скорость отсчетов детектора нейтронов в j -м интервале по t ; ρ_j – реактивность в единицах $\beta_{эф}$ в момент времени $t = j\Delta t$; S – аналог внешнего источника нейтронов; a_i, λ_i – параметры i -й группы запаздывающих нейтронов.

Величины $\sum_i C_{i,j}$ в выражении (13) представляют собой аналог источника запаздывающих нейтронов в момент времени $t = j\Delta t$. Асимптотическое решение уравнения (13) при $n(t) = \text{const} = n_{ac}$ имеет вид

$$\rho = -S/n_{ac}. \quad (14)$$

Входящий в выражение (13) аналог внешнего источника нейтронов S может быть определен с помощью разных методов. Если известны реактивность подкритического реактора и асимптотическая скорость отсчетов детектора n_{ac} , то S определяется непосредственно из формулы (14). Если указанная реактивность неизвестна, то в целях определения S применяются методы разгона мощности, удаления источника, скачка реактивности, а также методы последовательных приближений и одновременного определения реактивности и аналога внешнего источника нейтронов.

Как сказано в работе [2], из практики применения цифрового реактиметра на быстрых реакторах ВНИИЭФ следует, что это устройство может обеспечить погрешность измерения реактивности $\leq 0,003\beta_{эф}$ в диапазоне от -1 до $+0,8\beta_{эф}$ при условии корректного учета искажающих результатов факторов. При скачках реактивности $\geq 5\beta_{эф}$ наблюдается заметное завышение результата. Значительное улучшение характеристик реактиметра достигается при использовании широкодиапазонного канала регистрации нейтронов, содержащего один детектор. В этом случае не возникают погрешности, связанные с переключением диапазонов регистрации.

Установлено, что в случаях, когда источник нейтронов размещается вне АЗ, четко наблюдается зависимость S от реактивности. В статье [3] отмечено, что причина этого осложнения процедуры заключается во влиянии фона нейтронов.

5. Приемы нейтрализации ошибок, вносимых искажениями форм-функции

Указанные выше операции с аналогом внешнего источника нейтронов, нейтронным фоном и специальными алгоритмами, по всей видимости, продиктованы пусть и не всегда осознанным стремлением нейтрализовать отрицательное воздействие на результат измерений рассмотренных в предыдущем разделе искажений форм-функции. В общем случае подобные действия вполне понятны и в известной степени допустимы как средство улучшения результата грубых измерений путем использования феноменологических, подогнанных по более точным методам корректирующих коэффициентов или слагаемых.

На этом фоне, однако, проявилась вызвавшая недоумение попытка автора статьи [3] привлечь к проблемам методики ОРУК некие «новые», заведомо неверные решения уравнений точечной кинетики. Эти «новые» решения будто бы позволили ему получать с помощью метода ОРУК достаточно точные значения подкритичностей без использования фиктивных фонов и зависящих от состояния реактора нейтронных источников.

По мнению автора «новых» решений, эти фоны и зависящие от состояния реактора нейтронные источники противоречат логике и косвенно указывают на недостаточность для объяснения возникшей ситуации стандартных решений (8)–(12) кинетических уравнений в терминах ρ , Λ или $k_{эф}$, τ . Почти во всех известных реактиметрах реального времени используется обращенное решение уравнений кинетики в терминах ρ и Λ . Но и обращенное решение уравнений кинетики в терминах $k_{эф}$ и τ не приводит к более приемлемым значениям подкритичности. Поэтому, как определяет автор нового алгоритма, к стандартным формам решения уравнений кинетики следует добавить перекрестные формы решений в терминах $k_{эф}$ и Λ , а также ρ и τ .

Обращенное решение в терминах ρ и Λ , т. е. решение уравнений (3), записывается им в виде:

$$\rho(t) = \bar{\gamma}\beta_{эф} + \frac{\Lambda \left[\frac{dn}{dt} - S(t) \right] - \sum_i D_i(t)}{n(t)}, \quad D_i(t) = \gamma_i \beta_{эф} \lambda_i \int_{-\infty}^t n(\tau) e^{-\lambda_i(t-\tau)} d\tau, \quad i = 1, \dots, N, \quad (15)$$

где $D_i(t)$ – источник запаздывающих нейтронов группы i . Асимптотическая форма решения (15) определяется соотношением $\rho = -\Lambda S/n_{ac}$.

Далее автор допускает непростительную ошибку. Он почему-то полагает, что уравнения кинетики в форме (4) получаются из уравнений (3) простой заменой ρ , Λ на $k_{эф}$, τ в соответствии с формулами (5) и по этой причине полностью идентичны уравнениям (3). На этом основании он и решения для трех других форм уравнений получает простой «перелицовкой» решения (15), т. е. заменой в них одних параметров и переменных другими в соответствии с формулами (5).

На самом же деле уравнения (3) и (4) – это разные уравнения, поскольку они выведены в предположении, что в уравнениях (3) параметр Λ не зависит от времени, а в уравнениях (4) – параметр τ ($\tau = \Lambda k_{эф}$). Следовательно, решать эти уравнения надо отдельно, как это делают другие авторы и как это отражено в решениях (8)–(12).

Для нахождения «нового» решения в терминах ρ и τ в [15] произведена замена Λ на τ в соответствии с соотношением (5) и в результате получено:

$$\rho(t) = \frac{\bar{\gamma}\beta_{эф}n(t) + \tau \left[\frac{dn}{dt} - S(t) \right] - \sum_i D_i(t)}{n(t) + \tau \left[\frac{dn}{dt} - S(t) \right]} \quad (16)$$

с асимптотической его формой

$$\rho = \frac{-\tau S}{n_{ac} - \tau S}.$$

Для нахождения решения в терминах $k_{эф}$ и Λ в (15) произведена замена ρ на $k_{эф}$ и в результате получено

$$k_{эф}(t) = \frac{n(t)}{n(t)(1 - \bar{\gamma}\beta_{эф}) - \Lambda \left[\frac{dn}{dt} - S(t) \right] + \sum_i D_i(t)} \quad (17)$$

с асимптотической его формой

$$k_{\text{эф}} = \frac{n_{\text{ac}}}{n_{\text{ac}} + \Lambda S}.$$

Аналогично для нахождения решения в терминах $k_{\text{эф}}$ и τ произведена замена ρ на $k_{\text{эф}}$ в (16) и получено

$$k_{\text{эф}}(t) = \frac{n(t) + \tau \left[\frac{dn}{dt} - S(t) \right]}{n(t) (1 - \bar{\gamma} \beta_{\text{эф}}) + \sum_i D_i(t)} \quad (18)$$

с асимптотической его формой

$$k_{\text{эф}} = \frac{n_{\text{ac}} - \tau S}{n_{\text{ac}}} \quad \text{или} \quad k_{\text{эф}} - 1 = \frac{-\tau S}{n_{\text{ac}}}.$$

Таким образом, были записаны четыре формы обращенного решения уравнений кинетики, две из которых (соотношения (16) и (18), содержащие параметр τ) на самом деле решениями не являются.

Удивительно, но пока автором настоящей статьи не было указано на имевшее место заблуждение, на ложном основании соотношений (16), (18) была разработана модифицированная версия методики ОРУК, якобы очень успешно преодолевающая проблемы определения уровней не только умеренных, но и глубоких подкритичностей. О применениях «нового» реактиметра делались доклады на конференциях, писались статьи.

То, что соотношения (16), (18) не являются решениями относящихся к ним уравнений, вообще говоря, можно понять из вышесказанного. Но это можно доказать и строго математически. Например, наиболее важное для модифицированной версии ОРУК соотношение (18)

$$k_{\text{эф}}(t) = \frac{n(t) + \tau \left[\frac{dn}{dt} - S(t) \right]}{n(t) (1 - \bar{\gamma} \beta_{\text{эф}}) + \sum_i D_i(t)}, \quad D_i(t) = \gamma_i \beta_{\text{эф}i} \lambda_i \int_{-\infty}^t n(\tau) e^{-\lambda_i(t-\tau)} d\tau, \quad i = 1, \dots, N, \quad (19)$$

должно быть решением уравнений (4) или их аналога – интегродифференциального уравнения (7), но не является им.

Действительно, интегродифференциальное уравнение (7)

$$\frac{dn}{dt} = \frac{k_{\text{эф}}(t) (1 - \bar{\gamma} \beta) - 1}{\tau} n(t) + \int_{-\infty}^t \sum_{i=1}^6 \frac{\lambda_i \gamma_i \beta_i}{\tau} e^{-\lambda_i(t-\xi)} k_{\text{эф}}(\xi) n(\xi) d\xi + S(t),$$

если воспользоваться интегрированием по частям

$$\int_{-\infty}^t k_{\text{эф}}(\xi) n(\xi) e^{-\lambda_i(t-\xi)} d\xi = k_{\text{эф}}(t) \int_{-\infty}^t n(\xi) e^{-\lambda_i(t-\xi)} d\xi - \int_{-\infty}^t \frac{dk_{\text{эф}}}{d\xi} \int_{-\infty}^{\xi} n(x) e^{-\lambda_i(t-x)} dx d\xi,$$

можно представить в виде:

$$\begin{aligned} \frac{dn}{dt} = & \frac{k_{\text{эф}}(t) (1 - \bar{\gamma} \beta_{\text{эф}}) - 1}{\tau} n(t) + \frac{1}{\tau} \sum_i \gamma_i \lambda_i \beta_{\text{эф}i} k_{\text{эф}}(t) \int_{-\infty}^t n(\xi) e^{-\lambda_i(t-\xi)} d\xi + \\ & + S(t) - \frac{1}{\tau} \sum_i \lambda_i \gamma_i \beta_{\text{эф}i} \int_{-\infty}^t \frac{dk_{\text{эф}}}{d\xi} \int_{-\infty}^{\xi} n(x) e^{-\lambda_i(t-x)} dx d\xi. \end{aligned} \quad (20)$$

Решение уравнений (4) обязательно должно удовлетворять уравнению (20). Соотношение (19) однозначно ему не удовлетворяет, поскольку оно удовлетворяет уравнению

$$\frac{dn}{dt} = \frac{k_{эф}(t)(1 - \bar{\gamma}\beta_{эф}) - 1}{\tau} n(t) + \frac{1}{\tau} \sum_i \gamma_i \lambda_i \beta_{эфi} k_{эф}(t) \int_{-\infty}^t n(\xi) e^{-\lambda_i(t-\xi)} d\xi + S(t), \quad (21)$$

получаемому путем алгебраического преобразования самого соотношения (19).

Уравнение (21) совпадает с уравнением (20) только при постоянном $k_{эф}$. Но случай постоянного $k_{эф}$ для методики ОРУК интереса не представляет. Этим доказано, что соотношение (19) не является решением уравнений (4).

Автора «новых» решений подвела убежденность, что действительно корректное обращенное решение должно выдавать приемлемо точное значение ρ и без введения фиктивных источников. Из всех возможных решений правильное, мол, то, которое само по себе дает более точное значение ρ .

В действительности дело обстоит иначе. Как показано выше, и корректное решение может выдавать существенно искаженное значение ρ . С другой стороны, переход к ошибочному решению может иметь следствием как увеличение, так и уменьшение степени искажения ρ . В последнем случае сам факт использования ошибочного решения выступает в качестве своеобразного приема подгонки. Именно это обстоятельство и ввело автора работы [3] в соблазн формулирования якобы новых решений.

6. Метод умножения источника нейтронов как пример корректного учета искажающих результатов эффектов

Как видим, практика определения реактивности с помощью методики ОРУК сопровождается введением в оборот фиктивных фонов, изменяющихся с подкритичностью нейтронных источников, и даже ложных решений уравнений точечной кинетики. Вне сомнения, эти «сопровождения» можно квалифицировать как первичную и стихийную реакцию на непонятное до поры уменьшение точности измерений с увеличением уровня подкритичности. Эти действия являются грубыми нейтрализаторами неточностей в результатах измерений, сопровождаемых деформацией распределения плотности нейтронного потока.

То, что причина неточностей в методике ОРУК связана именно с деформацией пространственно-энергетического и углового распределений плотности потока нейтронов, подтверждается уже приведенными в разделе 3 данными измерений и расчетов, относящимися к реактору MASURCA. В более развернутом представлении это подтверждается процедурами обработки экспериментальных и расчетных данных в методиках площадей [6] и умножения источника нейтронов [7].

Методика определения уровня подкритичности с помощью измерения коэффициента умножения нейтронного источника известна с 1940-х годов, однако простота и наглядность позволяют ей до сих пор успешно конкурировать с другими методиками.

В элементарном представлении методика умножения нейтронов источника (УНИ) базируется на соотношении

$$M = \varepsilon \left(S_0 + k_{эф} S_0 + k_{эф}^2 S_0 + \dots \right) = \frac{\varepsilon S_0}{1 - k_{эф}}, \quad (22)$$

в котором использованы обозначения: M – интенсивность отсчета нейтронов детектором; ε – эффективность детектора; S_0 – интенсивность внешнего источника нейтронов.

При грубом подходе подкритичность реактора $(1 - k_{эф})/k_{эф}$ может быть определена непосредственно по формуле (22). Однако идеализированная ситуация, отраженная в этой формуле, в реальных условиях не всегда справедлива. Формула (22) неявно предполагает, что пространственно-энергетическое и угловое распределения плотности потока нейтронов в реакторе и нейтронов источника имеют форму фундаментальной гармоники уравнения переноса, и эта форма сохраняется неизменной при любой подкритичности.

На самом деле распределения нейтронов реактора и тем более нейтронов источника содержат не только компоненты в форме фундаментальной гармоники, но и компоненты в форме высоких гармоник. Источник нейтронов может быть даже точечным. С уменьшением $k_{эф}$ вклад источника в полный поток нейтронов становится все более значительным и более весомым становится вклад высоких гармоник. По этой (но не только по этой) причине полное распределение нейтронов в реакторе будет отличаться от распределения нейтронов источника.

В целях преодоления указанных осложнений, в чем-то близких негативным эффектам методики ОРУК, была предложена модифицированная методика УНИ [7]. Модификации методики заключались в проведении сопутствующих измерениям численных расчетов задач переноса нейтронов: задачи на собственные значения и задачи с фиксированным источником. С помощью этих решений производилась оценка числа отсчетов детектора, относящихся к фундаментальной гармонике в распределении полной плотности потока нейтронов в реакторе и числа нейтронов источника, также относящихся к фундаментальной гармонике в его разложении по собственным функциям.

Кроме того, с помощью этих расчетов оценивались коэффициенты поправок для результатов измерений, учитывающих возмущения фундаментальных гармоник и распределения ценности нейтронов, производимые эффектами локализации вводимой реактивности и внешнего источника нейтронов.

Таким образом, с помощью указанных модификаций для подходящего референс-состояния реактора или критической сборки чисто расчетным путем определялись доли отсчетов, относящихся к фундаментальным гармоникам, коэффициенты поправок на возмущения, и эти доли и коэффициенты использовались при обработке экспериментальных данных в целях корректного определения уровня подкритичности.

В работе [7] проведена лишь численная (иными словами, бумажная) верификация осуществимости предложенной модификации УНИ. Эта верификация выполнена на примере небольшой, замедляемой обычной водой критической сборки КУКА в Университете Киото в Японии (рис. 5). Активная зона сборки КУКА представляет собой параллелепипед длиной 35 см (ось X), шириной 28 см (ось Y) и высотой 57,05 см (ось Z). Толщина отражателя в направлениях X , Y , Z равна 20 см. Начало координат на рис. 5 совпадает с центром АЗ; позиции в реакторе определяются указанием координат (X, Y, Z) .

Подкритичность сборки изменялась гомогенным способом в результате наращивания числа топливных пластин без изменения размеров АЗ. Это означает, что топливные шаги в АЗ с разными подкритичностями были неодинаковыми. Числа топливных пластин равнялись 210, 240 и 310 и соответствующие АЗ назывались как С210, С240 и С310. Коэффициент размножения нейтронов $k_{эф}$ в этих АЗ равнялся 0,92201, 0,95219 и 0,99429 соответственно.

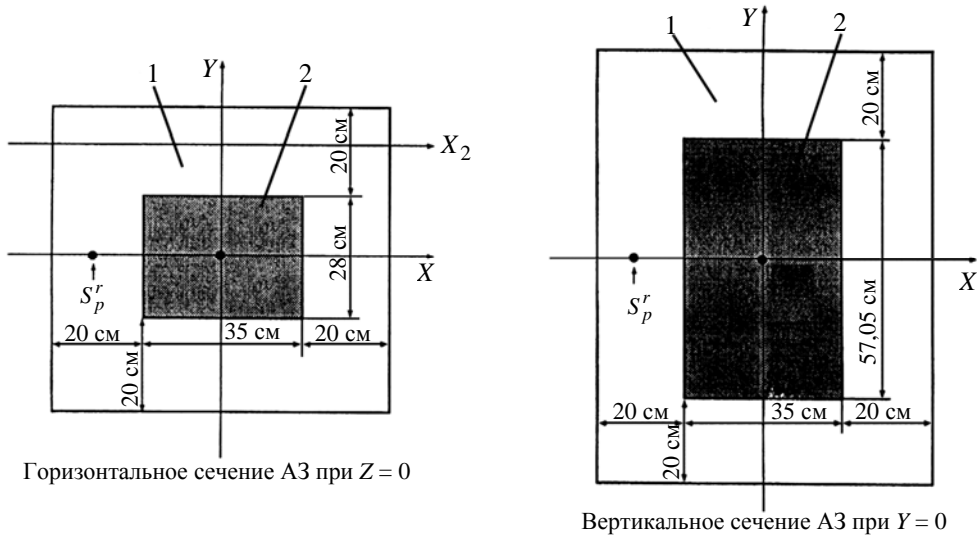


Рис. 5. Конфигурация критической сборки КУКА: S_p^r , S_p^c – точечные нейтронные источники, расположенные в отражателе (1) и в центре АЗ (2) соответственно

Задача с фиксированным источником рассчитывалась со следующими конкретными источниками:

- 1) S_h – однородно распределенный в АЗ, генерируемый самим топливным материалом источник нейтронов;
- 2) S_p^c – точечный источник, расположенный в центре АЗ, т. е. в точке с координатами (0, 0, 0);
- 3) S_p^r – точечный источник, расположенный в отражателе, а именно в точке с координатами (-28, 0, 0).

Интенсивности источников нормировались так, что интегралы от них по всему объему реактора равнялись единице. В качестве референс-сборки была принята конфигурация реактора С210.

При верификации оцененные по бумажной версии УНИ подкритичности $(1 - k_{эф})/k_{эф}$ сравнивались с их истинными значениями, в качестве которых были приняты подкритичности, определенные путем численного решения многогрупповых диффузионных уравнений реактора.

На рис. 6–8 приведены результаты сравнения истинной подкритичности с ее значениями, оцененными:

- с выделением фундаментальной гармоники и с введением коррекций на возмущения;
- без выделения фундаментальной гармоники, но с введением коррекций на возмущения;
- по формуле (22), т. е. без выделения фундаментальной гармоники и без введения коррекций на возмущения.

Как видно из рис. 6–8, в случае, когда обработка данных проводится с выделением фундаментальной гармоники и введением коррекций на возмущения, оцененные уровни подкритичности хорошо согласуются с истинными (теоретическими) уровнями независимо от типа источника нейтронов и позиции детектора. Другие данные работы [7] свидетельствуют, что в случае симметричных источников S_h и S_p^c и расположенного в отражателе детектора подкритичность может быть оценена с относительно высокой точностью даже без выделения фундаментальной гар-

моники и введения коррекций на возмущения, т. е. непосредственно по формуле (22). Этот факт может быть приписан доминирующей роли фундаментальной гармоники в случае симметричного источника и гомогенному (однородному) характеру добавления реактивности.

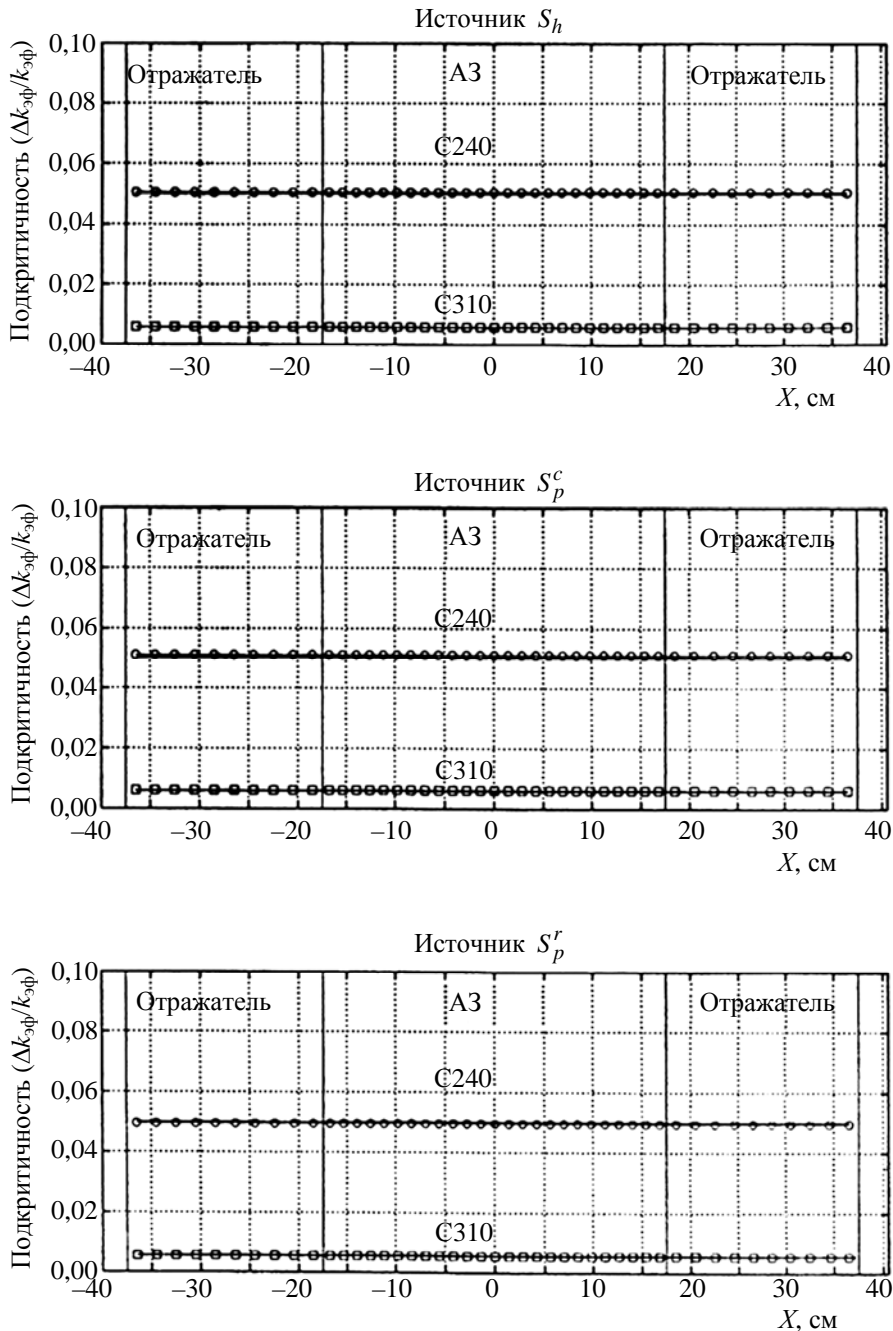


Рис. 6. Подкритичности истинные и оцененные с помощью модифицированного метода УНИ: простая линия – истинное (теоретическое) значение; линия с маркерами – оцененное значение

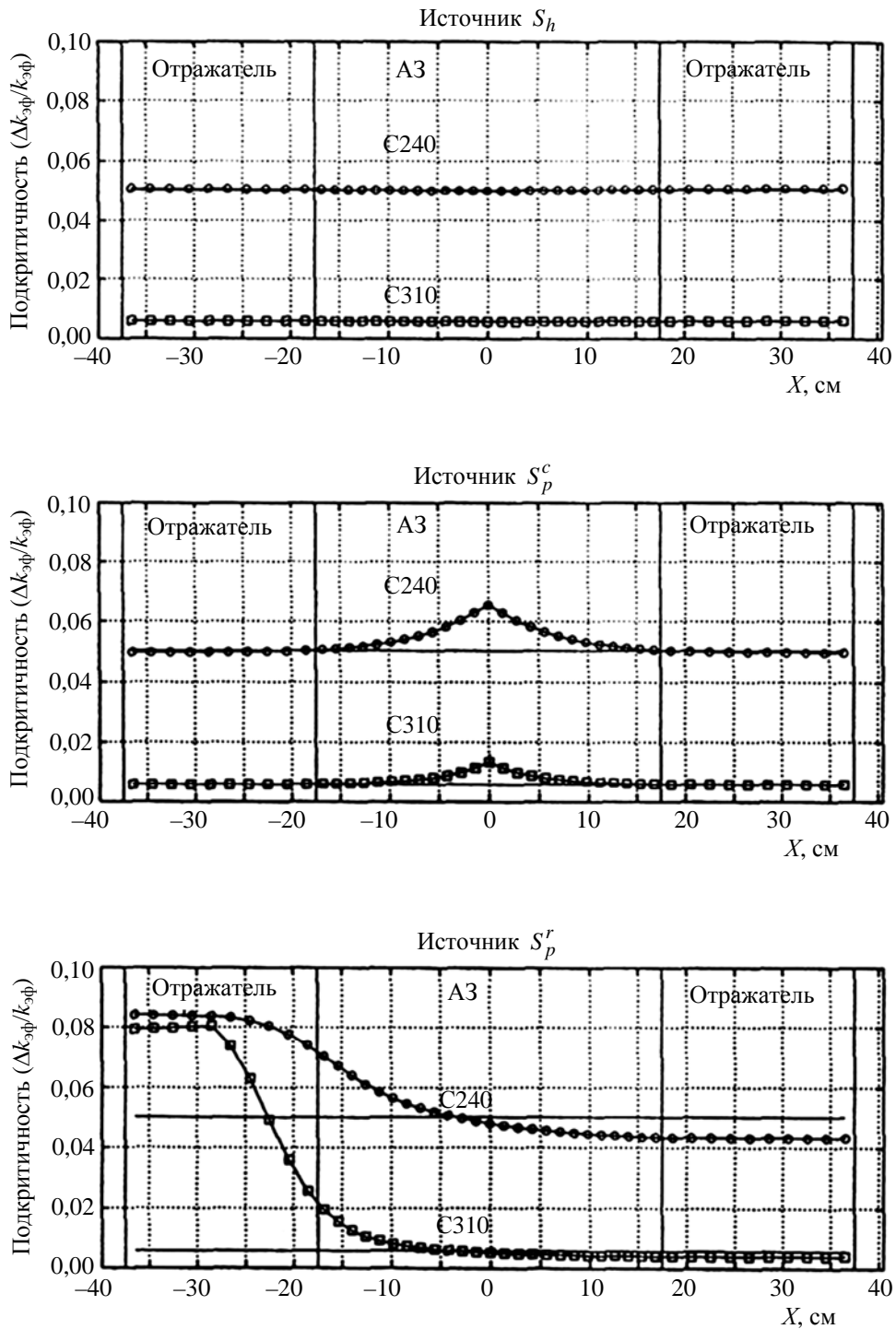


Рис. 7. Подкритичности истинные и оцененные без выделения фундаментальной гармоники, но с введением коррекций на возмущения: простая линия – истинное (теоретическое) значение; линия с маркерами – оцененное значение

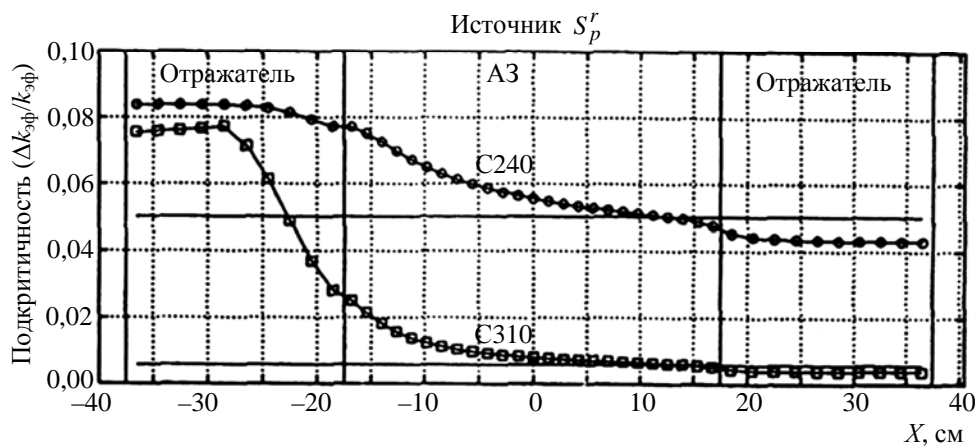
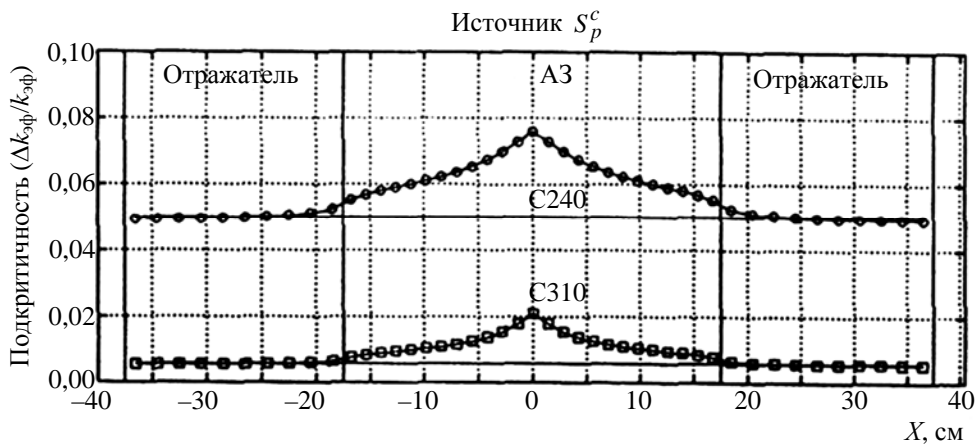
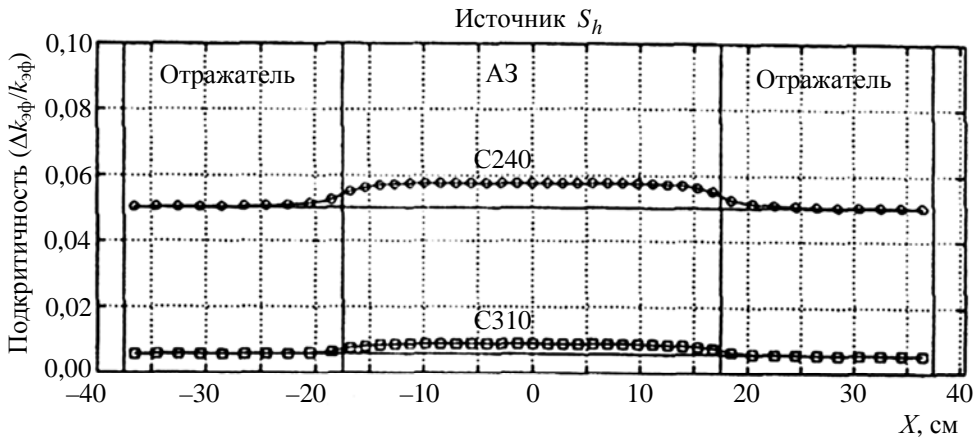


Рис. 8. Подкритичности истинные и оцененные без выделения фундаментальной гармоники и без введения коррекций на возмущения: простая линия – истинное (теоретическое) значение; линия с маркерами – оцененное значение

В случае асимметричного источника нейтронов S_p^r подкритичность, оцененная без выделения фундаментальной гармоники и введения коррекций на возмущения, сильно зависит от позиции детектора. Если детектор расположен вблизи источника и никакие коррекции не применяются, ошибка оценки становится очень большой. Если детектор располагается на противоположной относительно позиции источника стороне отражателя, подкритичность оценивается достаточно точно даже в отсутствие каких бы то ни было коррекций.

Оценка подкритичности выполнялась также в варианте перемещения детектора на линии X_2 (см. рис. 5) при тех же, что и выше, условиях. Получено, что в этом случае оцененные подкритичности в любых позициях детектора почти совпадают с теоретическими; объясняется это тем, что линия X_2 пересекает только область отражателя.

При тщательном сопоставлении оцененных и теоретических уровней подкритичности можно все-таки заметить, что значения первых несколько меньше вторых. Это обстоятельство, объясняемое примесью в оцененных данных второй гармоники, указывает на консервативность оцененных данных в аспекте безопасности установки. С приближением системы к критическому состоянию ошибка в оценке подкритичности уменьшается.

В заключение настоящего раздела можно отметить, что вопросы корректной обработки экспериментальных данных в методике УНИ и ее видоизмененных версиях рассматриваются также в более поздних работах [21, 22].

Заключение

Проанализированы причины неточностей в реактивности, определяемой экспериментально с помощью методики обращенного решения уравнений кинетики (ОРУК), продемонстрированы пути нейтрализации этих неточностей.

Показано, что в методике ОРУК разным этапам процедуры измерений соответствует своя форма пространственно-энергетического и углового распределения плотности потока нейтронов. Деформации формы распределения потока влекут за собой изменения эффективной интенсивности источника и эффективности регистрации нейтронов детектором. Именно с этими факторами связаны ошибки в экспериментально определяемой реактивности.

В практике применения ОРУК указанные ошибки в какой-то мере нейтрализуются путем введения подгоночных нейтронных источников и фонов, зависящих от измеряемой реактивности, или даже путем привлечения к обоснованию методики ОРУК так называемых «новых» решений уравнений кинетики. В статье доказана ошибочность этих решений и на примерах работ зарубежных авторов продемонстрированы физически обоснованные приемы обработки экспериментальных данных в методике ОРУК, а также в методике умножения нейтронов источника, отмеченной теми же, что и ОРУК, возможными неточностями результатов.

Основному тексту статьи предпослано краткое описание уравнений точечной кинетики, их обращенных решений и практики применения методики ОРУК в целях экспериментального определения реактивности критических сборок и реакторов.

Список литературы

1. Кипин Дж. Р. Физические основы кинетики ядерных реакторов / Пер. с англ. – М.: Атомиздат, 1967.
2. Афонин С. Н., Кувшинов М. И., Чередник П. Ф. Применение цифровых реактиметров на быстрых импульсных реакторах // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Импульсные реакторы и простые критические сборки. 1985. Вып. 1. С. 32–39.
3. Попов В. А. Работа реактиметра обратной кинетики в условиях реального фона // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика ядерных реакторов. 1991. Вып. 2. С. 54–56.
4. Soule R., Assal W., Chaussonnet P. et al. Neutronic studies in support of accelerator-driven systems: the MUSE experiments in the MASURCA facility // Nucl. Sci. Eng. 2004. Vol. 148, N 1. P. 124–152.
5. Rubbia C., Carta M., Burgio N. et al. Neutronic analyses of the TRADE demonstration facility // Ibid. P. 103–123.
6. Berglof C., Fernandez-Ordonez M., Villamarin D. et al. Spatial and source multiplication effects on the area ratio reactivity determination method in a strongly heterogeneous subcritical system // Ibid. 2010. Vol. 166, N 2. P. 134–144.
7. Tsuji M., Suzuki N., Shimazu Y. Subcriticality measurement by neutron source multiplication method with a fundamental mode extraction // J. of Nucl. Sci. and Techn. 2003. Vol. 40, N 3. P. 158–169.
8. Jammes Ch. C., Imel G. R., Geslot B., Rosa R. Absolute reactivity calibration of Accelerator-Driven Systems after RACE-T experiments // ANS Topical Meeting on Reactor Physics (PHYSOR-2006). Vancouver, Canada, 2006. P. D141.1–D141.10.
9. Колесов В. Ф. Аперiodические импульсные реакторы. Т. 1. – Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2007.
10. Наумов В. И. О некоторых особенностях пространственно-временной кинетики больших реакторов // Изв. вузов. Сер. Ядерная энергетика. 2003. № 2. С. 47–52.
11. Jatuff F. E. The need for space-time analysis of research reactor transients // Trans. Amer. Nucl. Soc. 1997. Vol. 77. P. 131–132.
12. Murray R. L., Bingham C. R., Martin C. F. Reactor kinetics analysis by an inverse method // Nucl. Sci. and Eng. 1964. Vol. 18, N 4. P. 481–490.
13. Хетрик Д. Динамика ядерных реакторов / Пер. с англ. – М.: Атомиздат, 1975.
14. Kovanic P. A. A note on the inverse kinetics analysis // Nucl. Sci. and Eng. 1965. Vol. 22, N 1. P. 118–119.
15. Бриккер И. Н. Обращенное решение уравнений кинетики ядерного реактора // Атомная энергия. 1966. Т. 21. Вып. 1. С. 9–13.
16. Сизов А. Н. О быстром переводе реактора на постоянный уровень мощности // Там же. 1981. Т. 50. Вып. 4. С. 277–279.
17. Ионов В. С. Реактивность и нейтронная динамика // Там же. 1994. Т. 77. Вып. 4. С. 249–257.
18. Абрамов Б. Д. Вопросы математического моделирования кинетики на запаздывающих нейтронах: Препринт ФЭИ – 3052. Обнинск, 2005.

19. Колесов В. Ф. Аperiodические импульсные реакторы. – Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 1999.
20. Могильнер А. И., Фокин Г. Н., Чайка Ю. В., Кузнецов Ф. М. Применение малых ЭВМ для измерения реактивности // Атомная энергия. 1974. Т. 36. Вып. 5. С. 358–362.
21. Endo T., Yamamoto A., Yamane Y. Detected-neutron multiplication factor measured by neutron source multiplication method // Annals of Nucl. Energy. 2011. Vol. 38, N 11. P. 2417–2427.
22. Shahbunder H., Pyeon Ch. Ho, Misawa T. et al. Subcritical multiplication factor and source efficiency in accelerator-driven system // Ibid. 2010. Vol. 37. P. 1214–1222.

Background of Uncertainties in Reactivity Determined with the Aid of Inverse Solution of Kinetics Equations

V. F. Kolesov

There are analyzed the reasons of uncertainties in reactivity determined with the aid of technique known as «Inverse solution of kinetics equations (ORUK)», and the ways of such uncertainties neutralization are demonstrated. It is shown that within the framework of this technique to different stages of measurement procedures there corresponds its own form of neutron flux density space distribution what leads to variation of the source efficient intensity and efficiency of neutrons registration by a detector and – as a result – to errors in experimentally determined reactivity.

УДК 621.019.039.571:539.1.084

Спектральные характеристики гамма-полей реакторных установок ВНИИЭФ

А. С. Кошелев, В. Х. Хоружий

Представлены расчетные версии спектров мгновенных и запаздывающих гамма-квантов в 23-групповом энергетическом формате на реакторах БР-К1, БР-1М, ГИР-2 и БИГР для 7, 14, 10 и 6 полей излучений соответственно. Для каждого спектрального распределения дополнительно представлены соотношения мгновенной и запаздывающей компонент, средние энергии спектра, поглощенные дозы в воздухе, кремнии, биологической ткани, материале детектора ИС-7, в газе-наполнителе промышленных ионизационных камер и в стали 12Х18Н10Т в нормировке на поглощенную дозу в материале детектора ДТС.

Для избранных спектральных распределений приведены их графические версии.

Введение

Спектральные характеристики γ -составляющей реакторных полей излучений, без сомнения, относятся к наиболее востребованным данным как для специалистов по исследованию таких полей, так и специалистов по использованию разнообразных полей радиационного нагружения в прикладных целях и обеспечению их диагностического сопровождения.

Несмотря на постоянные и значительные усилия, направленные на детализацию спектров γ -компоненты реакторных полей экспериментальным путем непосредственно в планируемых для прикладного использования позиционных координатах, приходится констатировать фактическое отсутствие результатов, позволяющих достичь желаемого.

Анализ обширной экспериментальной информации интегрального характера, полученной в полях реакторных излучений различного спектрального и компонентного состава разнообразными γ -детекторами (представленный, в частности, в работах [1–4]) с использованием наиболее совершенных расчетных методов С-95 [5], С-007 [6], показывает, на наш взгляд, достаточно аргументированную целесообразность использования расчетно-прогнозируемых спектральных γ -представлений в практике анализа как фактически полученных, так и ожидаемых эффектов радиационного воздействия в поле реакторного излучения конкретного исследовательского или прикладного интереса.

Избранные поля излучений и формы представления спектральных характеристик

На реакторе БР-К1 создан и функционирует специализированный гамма-источник (СГИ), пространственно совмещенный с моделирующим опорным полем нейтронов МОП-К2 [7], предназначенный для приоритетной калибровки всех γ -детекторов, ориентированных на использова-

ние в полях излучений реакторных установок ВНИИЭФ. Очевидный базовый характер γ -поля в СГИ predeterminedил выбор указанного поля излучений первым в ряду прочих. Конфигурационные особенности формирования данного поля излучений иллюстрирует фрагмент рис. 1 с аббревиатурным обозначением СГИ КГЗ (контейнер горизонтальной загрузки).

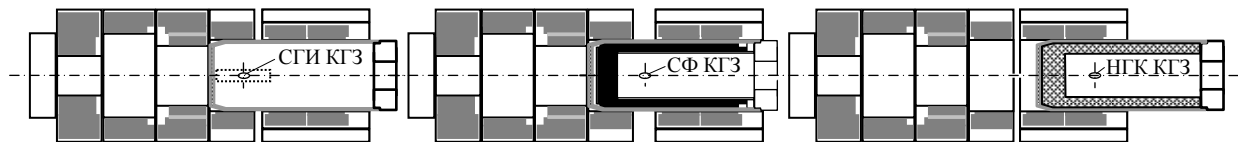


Рис. 1. Поля излучений СГИ КГЗ, СФ КГЗ, НГК КГЗ на реакторе БР-К1

Принадлежность поля излучений СГИ реактору БР-К1 обусловила последующую конкретизацию полей излучений, начиная с реактора БР-К1. На рис. 1 с обозначением СФ КГЗ представлена конфигурация формирования γ -поля в свинцовом фильтре реактора, а с обозначением НГК КГЗ – в устройстве конвертирования нейтронов в гамма-кванты.

Для иллюстрации спектральной трансформации γ -поля в пространстве зала автономной работы реактора БР-К1 выбраны четыре позиционные координаты в системе центральных осевых перемещения телеги собственно реактора с активной зоной (АЗ) (ось Y) и телеги перемещения стенда с механизмами горизонтальной загрузки (СГЗ) (ось X) и вертикальной осевой АЗ (ось H). Схема размещения избранных позиционных координат в плоскости XU представлена на рис. 2. Для всех указанных позиций принято $H = 2,2$ м, что соответствует высоте центра АЗ от уровня пола.

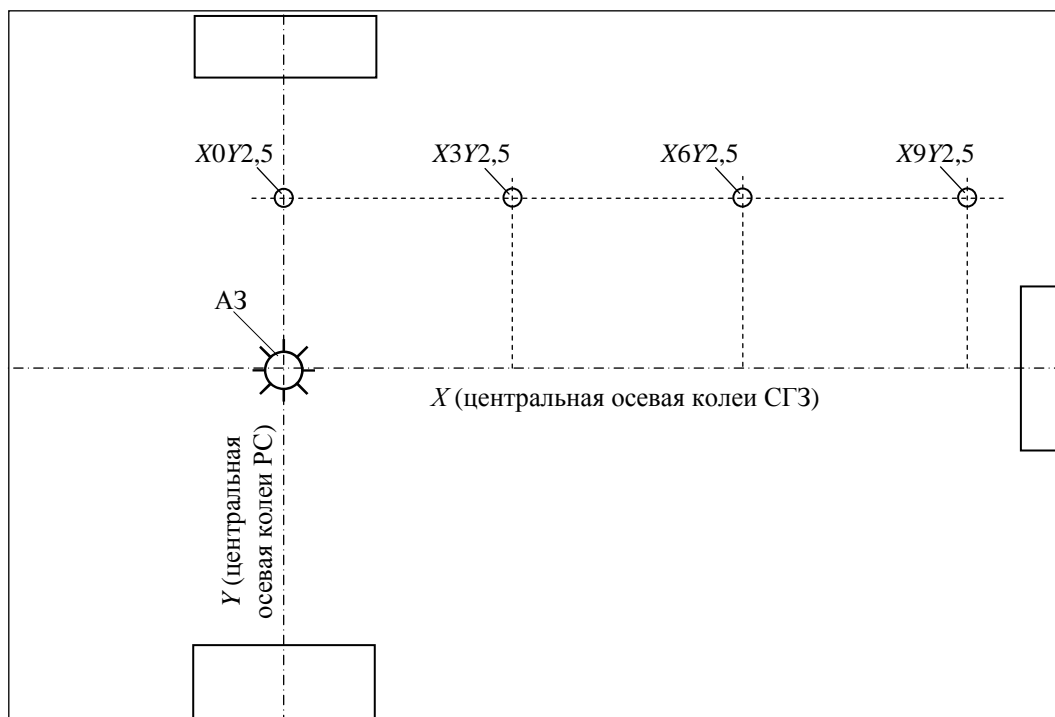


Рис. 2. Поля излучений $X0Y2,5$; $X3Y2,5$; $X6Y2,5$; $X9Y2,5$ в однотипных по размерам залах автономной работы реакторов БР-К1 и БР-1М

Однотипность залов автономной работы реакторов БР-К1 и БР-1М [8] по размерам и размещению в них реакторного оборудования обусловила однотипность выбора позиционных координат для избранных полей излучений в зале автономной работы реактора БР-1М. Представленная на рис. 2 схема размещения избранных позиций в плоскости XU для реактора БР-К1 соответствует таковой и для реактора БР-1М.

Важными в аспекте практического использования при функционировании реактора БР-1М являются конкретизированные в [4] поля излучений внутри контейнера вертикальной загрузки (КВЗ) в АЗ реактора (ОП-1), снаружи АЗ на расстоянии 200 мм от центральной осевой АЗ и в специализированном гамма-конвертере (СГК) с варьируемой по толщине стенкой со стороны АЗ. Особенности конфигурационного расположения избранных полей внутри и снаружи АЗ иллюстрирует рис. 3, а в СГК – рис. 4.

Совместная работа реактора БР-1М и ускорителя ЛИУ-30 [9] осуществляется в зале комплексной работы, по размерам значительно отличающемся от зала автономной работы реактора. Схема размещения избранных позиционных координат в плоскости XU в зале комплексной работы представлена на рис. 5. Для всех указанных позиций принято $H = 2,2$ м, что соответствует высоте центра АЗ от уровня пола.

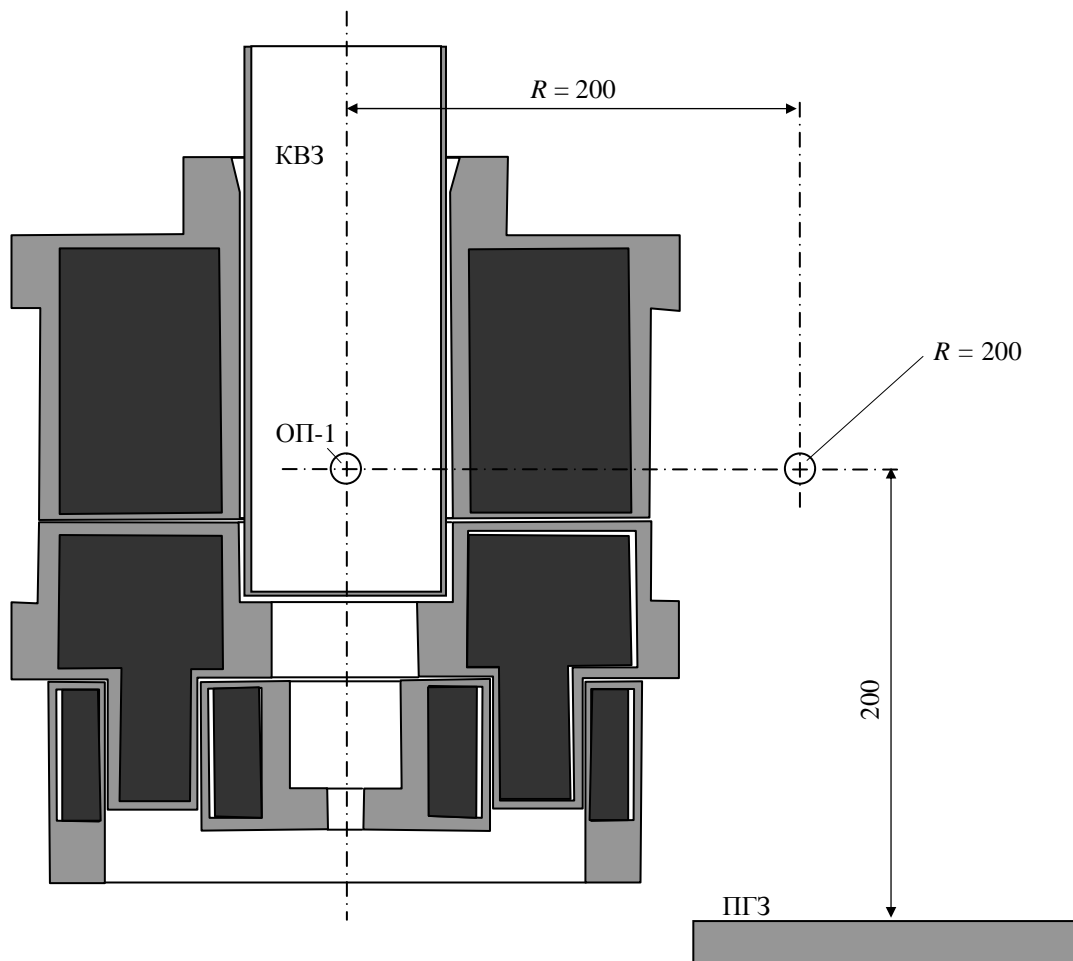


Рис. 3. Поля излучений ОП-1 и в позиционной координате $R = 200$ мм на реакторе БР-1М

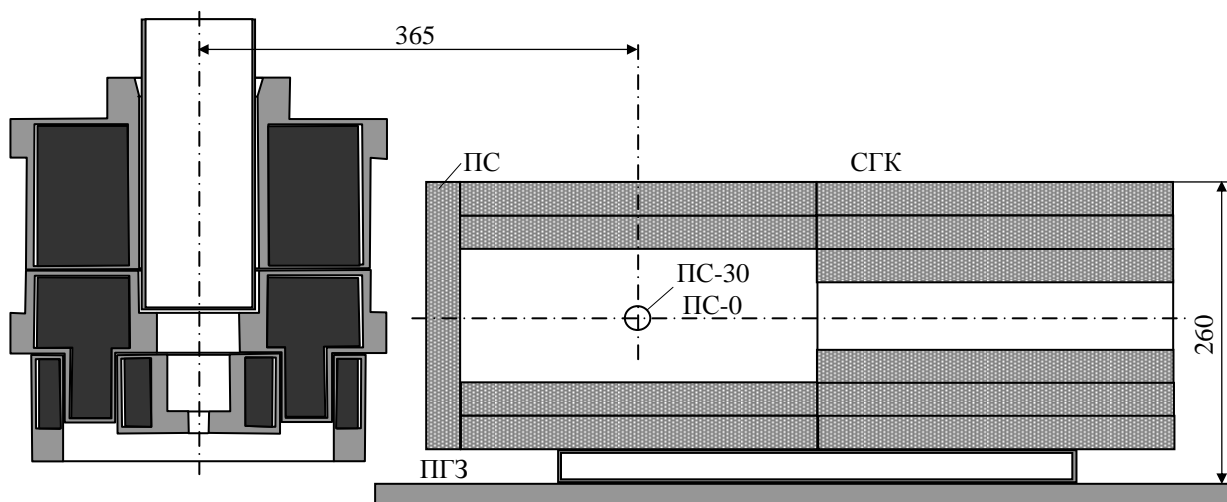
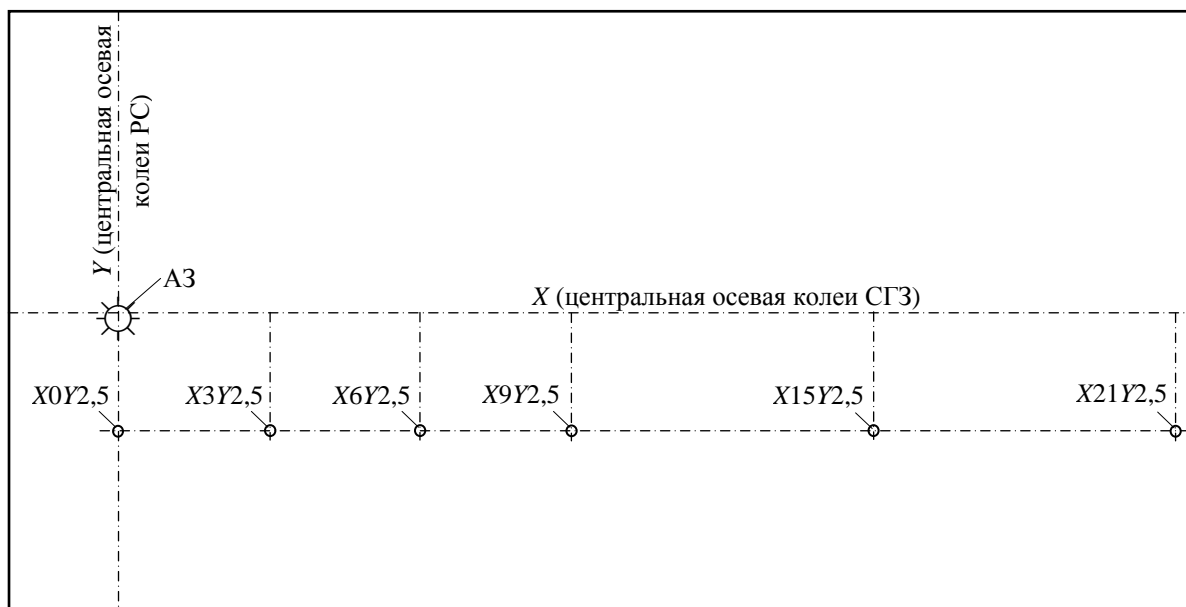


Рис. 4. Поля излучений ПС-30 и ПС-0 (при удалении ПС) на реакторе БР-1М

Рис. 5. Поля излучений $X0Y_{2,5}$; $X3Y_{2,5}$; $X6Y_{2,5}$; $X9Y_{2,5}$; $X15Y_{2,5}$; $X21Y_{2,5}$ на реакторе БР-1М в зале комплексной работы

При выборе полей излучений на реакторе ГИР-2 [8] учитывались ранее использованная схема расчетного прогнозирования, представленная в [4], и практическая востребованность распространения расчета на большие удаления от центра АЗ реактора. Особенности конфигурационного расположения избранных полей снаружи АЗ ГИР-2 иллюстрирует рис. 6.

При формировании списка избранных полей излучений на реакторе БИГР в качестве основного ориентира использовались данные, представленные в работе [10]. Особенности конфигурационного расположения избранных полей внутри и снаружи АЗ реактора БИГР иллюстрирует рис. 7.

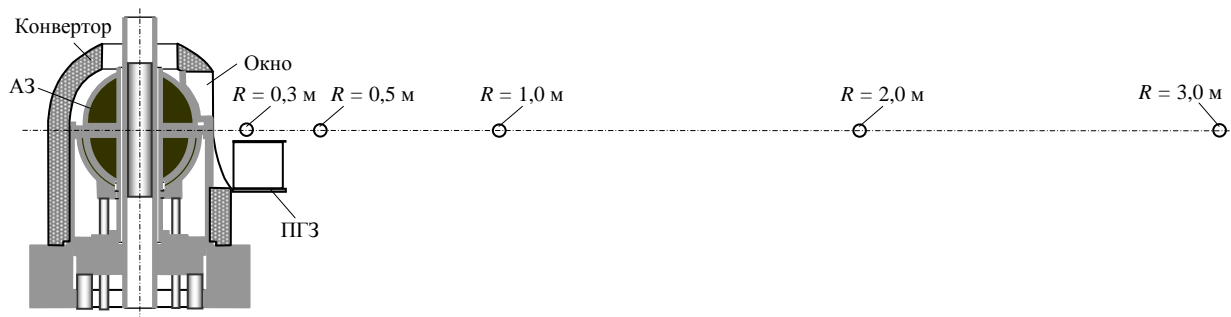


Рис. 6. Поля излучений в позиционных координатах $R = 0,3; 0,5; 1; 2; 3$ м на реакторе ГИР-2

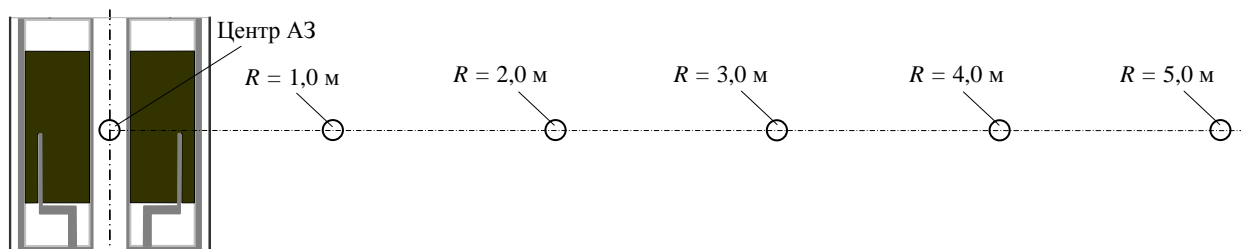


Рис. 7. Поля излучений в центре АЗ и в позиционных координатах снаружи АЗ $R = 1; 2; 3; 4; 5$ м на реакторе БИГР

В качестве основной характеристики выбран спектр единичного флюенса мгновенных и запаздывающих гамма-квантов (далее по тексту МГК и ЗГК) в 23-групповом энергетическом формате (далее по тексту Ф23). Конфигурация Ф23 представлена в табл. 1.

Таблица 1

Групповой энергетический формат Ф23

Группа	Энергетические границы группы		ΔE , МэВ	\bar{E} , МэВ	Группа	Энергетические границы группы		ΔE , МэВ	\bar{E} , МэВ
	E_{\min} , МэВ	E_{\max} , МэВ				E_{\min} , МэВ	E_{\max} , МэВ		
1	0,01	0,02	0,01	0,015	13	1,00	1,25	0,25	1,125
2	0,02	0,03	0,01	0,025	14	1,25	1,50	0,25	1,175
3	0,03	0,05	0,02	0,040	15	1,50	1,75	0,25	1,625
4	0,05	0,07	0,02	0,060	16	1,75	2,00	0,25	1,875
5	0,07	0,10	0,03	0,085	17	2,00	2,50	0,50	2,250
6	0,10	0,20	0,10	0,150	18	2,50	3,00	0,50	2,750
7	0,20	0,40	0,20	0,300	19	3,00	4,00	1,00	3,500
8	0,40	0,50	0,10	0,450	20	4,00	5,00	1,00	4,500
9	0,50	0,60	0,10	0,550	21	5,00	6,00	1,00	5,500
10	0,60	0,70	0,10	0,650	22	6,00	8,00	2,00	7,000
11	0,70	0,80	0,10	0,750	23	8,00	10,0	2,00	9,000
12	0,80	1,00	0,20	0,900	—	—	—	—	—

Средняя энергия спектра определялась как $\bar{E} = \sum_{i=1}^{23} \bar{E}_i F_i$ (i – номер группы, \bar{E}_i – средняя энергия в группе, F_i – групповой флюенс в нормировке $\sum_{i=1}^{23} F_i = 1$).

Для каждого включенного в рассмотрение спектра МГК и ЗГК определялись поглощенные дозы в кремнии, воздухе (массовое содержание, %: азот 75,4; кислород 23,2; аргон 1,4), биологической ткани (Standard of Man, SM-био, состав из [11]), дозиметре ДТС (состав из [12]), дозиметре ИС-7 (состав из [13]), газе-наполнителе промышленных ионизационных камер (ИК-газ, усредненное массовое содержание, %: аргон 98,36; азот 1,44; гелий 0,20) и стали марки 12Х18Н10Т (состав из [14]). Выборки полученных данных в формате «Гр/дел. АЗ» перенормировались в относительный формат путем деления всех полученных значений поглощенных доз для конкретного γ -спектра на соответствующее этому спектру значение поглощенной дозы для ДТС. Выбор параметра нормировки обусловлен использованием дозиметра ДТС (в варианте рекомендованных государственных стандартных образцов поглощенной дозы СО ПД (ДТС)-0.05/10) в качестве основного средства переноса дозовой меры от эталонного γ -поля ВНИИФТРИ в СГИ реактора БР-К1.

Расчетные спектральные характеристики избранных полей излучений реакторов БР-К1, БР-1М, ГИР-2 и БИГР

Результаты определения перечисленных выше спектральных характеристик для избранных полей излучения реактора БР-К1 представлены в табл. 2 (спектры единичного флюенса), 3 (средние энергии), 4 (нормализованные поглощенные дозы).

Таблица 2

Спектры единичного γ -флюенса для избранных полей излучений реактора БР-К1

Гр. №	МГК	ЗГК	Гр. №	МГК	ЗГК	Гр. №	МГК	ЗГК	Гр. №	МГК	ЗГК
Спектр в геометрическом центре СГИ КГЗ, $F_{ЗГК}/F_{МГК} = 0,4976$											
1	0,00000	0,00000	7	0,14109	0,14690	13	0,08658	0,05808	19	0,02951	0,00094
2	0,00000	0,00000	8	0,07834	0,08254	14	0,07974	0,06228	20	0,01061	0,00085
3	0,00004	0,00000	9	0,07455	0,09547	15	0,04783	0,06350	21	0,00474	0,00032
4	0,00043	0,00039	10	0,05444	0,09165	16	0,03942	0,04188	22	0,00244	0,00000
5	0,01254	0,01377	11	0,05035	0,09401	17	0,05363	0,04509	23	0,00072	0,00000
6	0,07967	0,07824	12	0,12111	0,11831	18	0,03222	0,00578	–	–	–
Спектр в позиционной координате $Z = 6$ см СФ КГЗ, ENDF/B-VI, $F_{ЗГК}/F_{МГК} = 0,1232$											
1	0,00007	0,00000	7	0,13596	0,08055	13	0,06392	0,12561	19	0,02654	0,00269
2	0,00002	0,00000	8	0,04201	0,03335	14	0,05609	0,12834	20	0,01114	0,00189
3	0,00009	0,00001	9	0,07403	0,05055	15	0,03789	0,12167	21	0,00464	0,00064
4	0,00038	0,00024	10	0,03660	0,05030	16	0,03839	0,08250	22	0,00550	0,00000
5	0,00798	0,00525	11	0,03456	0,05909	17	0,04619	0,08733	23	0,00167	0,00000
6	0,07738	0,04806	12	0,24004	0,11084	18	0,05891	0,01109	–	–	–

Гр. №	МГК	ЗГК	Гр. №	МГК	ЗГК	Гр. №	МГК	ЗГК	Гр. №	МГК	ЗГК
Спектр в позиционной координате $Z = 6$ см СФ КГЗ, ENDF/B-VII, $F_{ЗГК}/F_{МГК} = 0,1237$											
1	0,00007	0,00000	7	0,13909	0,08055	13	0,06638	0,12561	19	0,02540	0,00269
2	0,00002	0,00000	8	0,04277	0,03335	14	0,05437	0,12834	20	0,01071	0,00189
3	0,00008	0,00001	9	0,07359	0,05055	15	0,03953	0,12167	21	0,00417	0,00064
4	0,00039	0,00024	10	0,03817	0,05030	16	0,03538	0,08250	22	0,00404	0,00000
5	0,00813	0,00525	11	0,03515	0,05909	17	0,04526	0,08733	23	0,00159	0,00000
6	0,07876	0,04806	12	0,24961	0,11084	18	0,04734	0,01109	–	–	–
Спектр в позиционной координате $Z = 6$ см СФ КГЗ, ENDL-82, $F_{ЗГК}/F_{МГК} = 0,1251$											
1	0,00007	0,00000	7	0,14657	0,08055	13	0,07942	0,12561	19	0,02729	0,00269
2	0,00001	0,00000	8	0,04871	0,03335	14	0,06617	0,12834	20	0,00898	0,00189
3	0,00008	0,00001	9	0,05971	0,05055	15	0,04525	0,12167	21	0,00382	0,00064
4	0,00039	0,00024	10	0,04050	0,05030	16	0,03972	0,08250	22	0,00817	0,00000
5	0,00863	0,00525	11	0,03784	0,05909	17	0,05386	0,08733	23	0,00156	0,00000
6	0,07975	0,04806	12	0,21279	0,11084	18	0,03071	0,01109	–	–	–
Спектр в позиционной координате $Z = 6$ см НГК КГЗ, $F_{ЗГК}/F_{МГК} = 0,1245$											
1	0,00000	0,00000	7	0,14507	0,19237	13	0,02465	0,05673	19	0,09882	0,00092
2	0,00275	0,00314	8	0,05742	0,09140	14	0,03693	0,05837	20	0,05085	0,00083
3	0,00000	0,00000	9	0,10133	0,09338	15	0,01825	0,05777	21	0,03986	0,00032
4	0,00003	0,00002	10	0,07012	0,08518	16	0,02492	0,03831	22	0,01355	0,00000
5	0,00233	0,00319	11	0,04142	0,08285	17	0,08387	0,04132	23	0,00182	0,00000
6	0,07311	0,08483	12	0,02857	0,10373	18	0,08433	0,00534	–	–	–
Спектр в позиционной координате $X = 0, Y = 2,5$ м в зале 107, $F_{ЗГК}/F_{МГК} = 0,1439$											
1	0,00000	0,00000	7	0,17210	0,17291	13	0,04081	0,05603	19	0,03837	0,00094
2	0,00000	0,00000	8	0,04971	0,07833	14	0,04099	0,05546	20	0,03044	0,00080
3	0,00023	0,00014	9	0,06295	0,07972	15	0,02990	0,05283	21	0,01876	0,00030
4	0,00605	0,00448	10	0,03158	0,07196	16	0,02699	0,03466	22	0,08188	0,00000
5	0,03702	0,02885	11	0,02600	0,06806	17	0,04146	0,03777	23	0,00621	0,00000
6	0,16975	0,16424	12	0,06626	0,08771	18	0,02254	0,00481	–	–	–
Спектр в позиционной координате $X = 3$ м, $Y = 2,5$ м в зале 107, $F_{ЗГК}/F_{МГК} = 0,09399$											
1	0,00000	0,00000	7	0,18070	0,20345	13	0,03103	0,04338	19	0,03977	0,00077
2	0,00000	0,00000	8	0,04546	0,06623	14	0,03110	0,04376	20	0,03453	0,00066
3	0,00030	0,00026	9	0,06138	0,06703	15	0,02669	0,04271	21	0,02174	0,00024
4	0,00786	0,00775	10	0,02554	0,06045	16	0,02391	0,02888	22	0,09887	0,00000
5	0,04649	0,04733	11	0,01960	0,05767	17	0,03897	0,03026	23	0,00689	0,00000
6	0,19274	0,22120	12	0,04653	0,07405	18	0,01990	0,00392	–	–	–
Спектр в позиционной координате $X = 6$ м, $Y = 2,5$ м в зале 107, $F_{ЗГК}/F_{МГК} = 0,06023$											
1	0,00000	0,00000	7	0,18282	0,22694	13	0,02494	0,03323	19	0,04036	0,00056
2	0,00000	0,00000	8	0,04371	0,05984	14	0,02564	0,03342	20	0,03657	0,00048
3	0,00036	0,00045	9	0,06088	0,05652	15	0,02486	0,03247	21	0,02322	0,00018
4	0,00926	0,01218	10	0,02315	0,04854	16	0,02204	0,02132	22	0,10828	0,00000
5	0,05269	0,06824	11	0,01607	0,04648	17	0,03756	0,02289	23	0,00720	0,00000
6	0,20602	0,27497	12	0,03594	0,05836	18	0,01843	0,00293	–	–	–

Окончание табл. 2

Гр. №	МГК	ЗГК	Гр. №	МГК	ЗГК	Гр. №	МГК	ЗГК	Гр. №	МГК	ЗГК
Спектр в позиционной координате $X = 9$ м, $Y = 2,5$ м в зале 107, $F_{ЗГК}/F_{МГК} = 0,03985$											
1	0,00000	0,00000	7	0,18241	0,23610	13	0,02249	0,02511	19	0,04184	0,00040
2	0,00000	0,00000	8	0,04261	0,05382	14	0,02320	0,02472	20	0,03871	0,00035
3	0,00035	0,00065	9	0,06069	0,04677	15	0,02435	0,02413	21	0,02455	0,00013
4	0,00954	0,01677	10	0,02031	0,03885	16	0,02086	0,01563	22	0,11581	0,00000
5	0,05465	0,09039	11	0,01448	0,03562	17	0,03791	0,01697	23	0,00759	0,00000
6	0,20891	0,32761	12	0,03057	0,04382	18	0,01817	0,00216	–	–	–

Наличие значимых различий при отсутствии весомых аргументов в пользу одной из константных версий предопределило целесообразность приведения трех версий для СФ КГЗ.

Таблица 3

Средние энергии спектра единичного γ -флюенса для избранных полей излучений реактора БР-К1

Спектр	\bar{E} , МэВ		Спектр	\bar{E} , МэВ	
	МГК	ЗГК		МГК	ЗГК
КГЗ СГИ	1,082	0,842	КГЗ-НГК	1,719	0,800
КГЗ СФ: ENDF/B-VI	1,149	1,170	Зал 107: $R = 0$ $R = 3$ м $R = 6$ м $R = 9$ м	1,598	0,732
ENDF/B-VII	1,104	1,170		1,692	0,633
ENDL-82	1,120	1,170		1,740	0,534
				1,801	0,449

Таблица 4

Поглощенные γ -дозы (D) в избранных материалах относительно γ -дозы в ДТС ($D_{ДТС}$) для избранных полей излучений реактора БР-К1

Спектр	$D/D_{ДТС}$						
	Воздух	Кремний	SM-био	ДТС	ИС-7	ИК-газ	Сталь
МГК							
КГЗ СГИ	0,9909	1,0124	1,0961	1,0000	0,9902	0,9338	1,0377
КГЗ СФ:							
ENDF/B-VI	0,9879	1,0115	1,0946	1,0000	0,9888	0,9327	1,0182
ENDF/B-VII	0,9889	1,0125	1,0953	1,0000	0,9971	0,9322	1,0182
ENDL-82	0,9856	1,0140	1,0941	1,0000	0,9917	0,9337	1,0215
КГЗ-НГК	0,9712	1,0211	1,0730	1,0000	0,9871	0,9487	1,0548
Зал 107:							
$R = 0$	0,9467	1,0298	1,0473	1,0000	0,9802	0,9865	1,1759
$R = 3$ м	0,9395	1,0326	1,0383	1,0000	0,9780	0,9960	1,2059
$R = 6$ м	0,9345	1,0338	1,0333	1,0000	0,9765	1,0014	1,2222
$R = 9$ м	0,9322	1,0322	1,0311	1,0000	0,9762	1,0048	1,2283

Спектр	$D/D_{ДТС}$						
	Воздух	Кремний	SM-био	ДТС	ИС-7	ИК-газ	Сталь
ЗГК							
КГЗ СГИ	0,9963	1,0091	1,1028	1,0000	0,9908	0,9261	1,0174
КГЗ СФ:							
ENDF/B-VI	1,0012	1,0081	1,1096	1,0000	0,9936	0,9213	0,9786
ENDF/B-VII	1,0012	1,0081	1,1096	1,0000	0,9936	0,9213	0,9786
ENDL-82	1,0012	1,0081	1,1096	1,0000	0,9936	0,9213	0,9786
КГЗ-НГК	0,9910	1,0079	1,0969	1,0000	0,9884	0,9343	1,0486
Зал 107:							
$R = 0$	0,9866	1,0072	1,0916	1,0000	0,9852	0,9575	1,0972
$R = 3$ м	0,9720	1,0042	1,0789	1,0000	0,9785	0,9823	1,1852
$R = 6$ м	0,9574	1,0060	1,0613	1,0000	0,9709	1,0158	1,3088
$R = 9$ м	0,9353	1,0045	1,0389	1,0000	0,9605	1,0582	1,4690

Спектры единичного γ -флюенса МГК и ЗГК в полях излучений СГИ КГЗ, СФ КГЗ ENDL-82, НГК КГЗ и Х9У2,5 реактора БР-К1 в графической форме представлены на рис. 8.

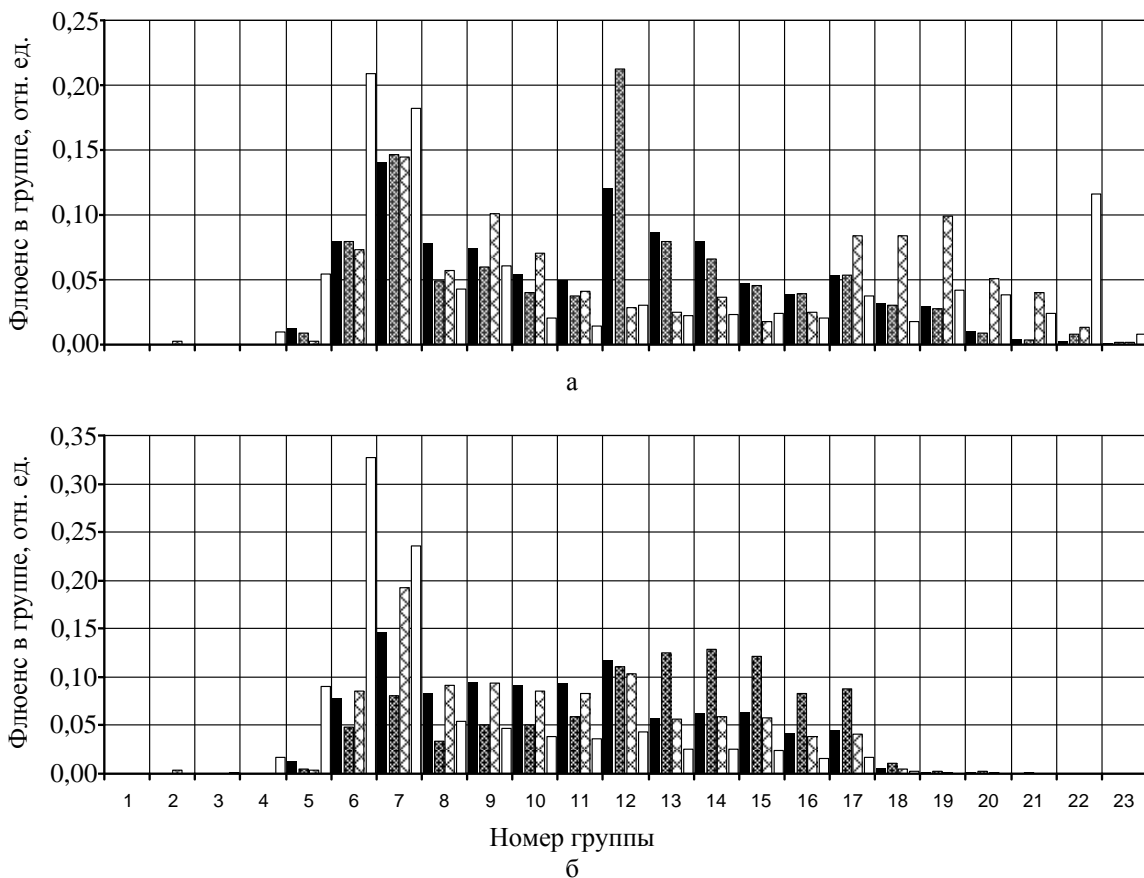


Рис. 8. Спектры единичного γ -флюенса МГК и ЗГК в полях излучений СГИ КГЗ (■), СФ КГЗ (▨), НГК КГЗ (▧) и Х9У2,5 реактора БР-К1 (□)

СПЕКТРАЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ГАММА-ПОЛЕЙ РЕАКТОРНЫХ УСТАНОВОК ВНИИЭФ

Результаты определения аналогичных спектральных характеристик для избранных полей излучения реактора БР-1М представлены в табл. 5 (спектры единичного флюенса), 6 (средние энергии), 7 (нормализованные поглощенные дозы).

Таблица 5

Спектры единичного γ -флюенса для избранных полей излучений реактора БР-1М

Гр. №	МГК	ЗГК	Гр. №	МГК	ЗГК	Гр. №	МГК	ЗГК	Гр. №	МГК	ЗГК
Спектр во внутризонной позиционной координате ОП-1, $F_{ЗГК}/F_{МГК} = 0,5625$											
1	0,00000	0,00000	7	0,12868	0,13795	13	0,09689	0,05829	19	0,03027	0,00089
2	0,00000	0,00000	8	0,06159	0,08418	14	0,08595	0,06219	20	0,01002	0,00081
3	0,00007	0,00000	9	0,07831	0,09943	15	0,05123	0,06328	21	0,00462	0,00032
4	0,00128	0,00036	10	0,05907	0,09522	16	0,04273	0,04171	22	0,00165	0,00000
5	0,01869	0,01375	11	0,05457	0,09866	17	0,05661	0,04482	23	0,00017	0,00000
6	0,06697	0,06979	12	0,11745	0,12261	18	0,03318	0,00574	–	–	–
Спектр в околосонной позиционной координате $R = 200$ мм, $F_{ЗГК}/F_{МГК} = 0,5597$											
1	0,00000	0,00000	7	0,12004	0,14966	13	0,10161	0,06390	19	0,03313	0,00108
2	0,00000	0,00000	8	0,06313	0,08777	14	0,09277	0,06729	20	0,01106	0,00092
3	0,00003	0,00000	9	0,07376	0,09707	15	0,05349	0,06785	21	0,00516	0,00032
4	0,00035	0,00019	10	0,05919	0,09267	16	0,04610	0,04478	22	0,00225	0,00000
5	0,00673	0,00640	11	0,05584	0,09289	17	0,06144	0,04790	23	0,00037	0,00000
6	0,04462	0,05346	12	0,13288	0,11959	18	0,03605	0,00626	–	–	–
Спектр в SGK ПС-0, $F_{ЗГК}/F_{МГК} = 0,1046$											
1	0,00001	0,00001	7	0,14388	0,20652	13	0,02892	0,05128	19	0,09128	0,00083
2	0,00595	0,00815	8	0,03830	0,08520	14	0,04000	0,05199	20	0,04699	0,00073
3	0,00003	0,00003	9	0,08493	0,08234	15	0,02024	0,05065	21	0,03632	0,00027
4	0,00141	0,00188	10	0,06613	0,07380	16	0,02608	0,03420	22	0,01326	0,00000
5	0,01426	0,02000	11	0,04023	0,07028	17	0,08258	0,03594	23	0,00177	0,00000
6	0,10331	0,13203	12	0,03595	0,08927	18	0,07817	0,00460	–	–	–
Спектр в SGK ПС-30, $F_{ЗГК}/F_{МГК} = 0,1044$											
1	0,00001	0,00000	7	0,14394	0,20648	13	0,02878	0,05136	19	0,09133	0,00083
2	0,00597	0,00816	8	0,03826	0,08511	14	0,04018	0,05176	20	0,04701	0,00073
3	0,00003	0,00003	9	0,08506	0,08223	15	0,02016	0,05054	21	0,03639	0,00027
4	0,00139	0,00191	10	0,06600	0,07379	16	0,02592	0,03434	22	0,01324	0,00000
5	0,01426	0,02002	11	0,04026	0,07009	17	0,08218	0,03598	23	0,00178	0,00000
6	0,10339	0,13214	12	0,03600	0,08960	18	0,07846	0,00463	–	–	–
Спектр в позиционной координате $X = 0, Y = 2,5$ м в зале 105, $F_{ЗГК}/F_{МГК} = 0,2867$											
1	0,00000	0,00000	7	0,15883	0,15414	13	0,05628	0,05422	19	0,03522	0,00088
2	0,00000	0,00000	8	0,04943	0,07504	14	0,05293	0,05677	20	0,02402	0,00077
3	0,00017	0,00010	9	0,06285	0,08260	15	0,03544	0,05683	21	0,01450	0,00029
4	0,00510	0,00373	10	0,03664	0,07799	16	0,03417	0,03702	22	0,05859	0,00000
5	0,03440	0,02858	11	0,03253	0,07818	17	0,04507	0,03962	23	0,00404	0,00000
6	0,15580	0,14789	12	0,07911	0,10030	18	0,02488	0,00505	–	–	–
Спектр в позиционной координате $X = 3$ м, $Y = 2,5$ м в зале 105, $F_{ЗГК}/F_{МГК} = 0,2081$											
1	0,00000	0,00000	7	0,17282	0,17534	13	0,04195	0,04732	19	0,03630	0,00076
2	0,00000	0,00000	8	0,04567	0,06536	14	0,04039	0,04938	20	0,02819	0,00067
3	0,00024	0,00019	9	0,06005	0,07194	15	0,03030	0,04871	21	0,01752	0,00025
4	0,00694	0,00638	10	0,02973	0,06757	16	0,03030	0,03235	22	0,07644	0,00000
5	0,04377	0,04296	11	0,02523	0,06758	17	0,04100	0,03445	23	0,00511	0,00000
6	0,18541	0,19821	12	0,06097	0,08621	18	0,02167	0,00437	–	–	–

Гр. №	МГК	ЗГК	Гр. №	МГК	ЗГК	Гр. №	МГК	ЗГК	Гр. №	МГК	ЗГК
Спектр в позиционной координате $X = 6$ м, $Y = 2,5$ м в зале 105, $F_{ЗГК}/F_{МГК} = 0,1365$											
1	0,00000	0,00000	7	0,18350	0,20831	13	0,03081	0,03674	19	0,03724	0,00059
2	0,00000	0,00000	8	0,04411	0,05817	14	0,03029	0,03826	20	0,03200	0,00052
3	0,00028	0,00034	9	0,05926	0,05864	15	0,02625	0,03786	21	0,02030	0,00019
4	0,00864	0,01048	10	0,02404	0,05276	16	0,02620	0,02478	22	0,09236	0,00000
5	0,05147	0,06426	11	0,01905	0,05255	17	0,03754	0,02662	23	0,00608	0,00000
6	0,20635	0,25903	12	0,04513	0,06650	18	0,01909	0,00340	–	–	–
Спектр в позиционной координате $X = 9$ м, $Y = 2,5$ м в зале 105, $F_{ЗГК}/F_{МГК} = 0,09757$											
1	0,00000	0,00000	7	0,18421	0,22322	13	0,02590	0,02967	19	0,03865	0,00047
2	0,00000	0,00000	8	0,04341	0,05552	14	0,02573	0,03038	20	0,03458	0,00042
3	0,00029	0,00044	9	0,05909	0,05125	15	0,02474	0,03015	21	0,02193	0,00015
4	0,00884	0,01367	10	0,02206	0,04455	16	0,02417	0,01974	22	0,10242	0,00000
5	0,05399	0,08096	11	0,01646	0,04300	17	0,03678	0,02113	23	0,00664	0,00000
6	0,21411	0,29902	12	0,03778	0,05357	18	0,01822	0,00269	–	–	–
Спектр в позиционной координате $X = 0$, $Y = 2,5$ м в зале 106, $F_{ЗГК}/F_{МГК} = 0,3035$											
1	0,00000	0,00000	7	0,16527	0,16601	13	0,05875	0,05474	19	0,03483	0,00089
2	0,00000	0,00000	8	0,05096	0,07517	14	0,05518	0,05705	20	0,02285	0,00078
3	0,00004	0,00002	9	0,06554	0,08325	15	0,03693	0,05707	21	0,01424	0,00029
4	0,00165	0,00139	10	0,03853	0,07842	16	0,03506	0,03736	22	0,05699	0,00000
5	0,02150	0,02015	11	0,03393	0,07857	17	0,04522	0,04002	23	0,00397	0,00000
6	0,14390	0,14347	12	0,08868	0,10023	18	0,02598	0,00512	–	–	–
Спектр в позиционной координате $X = 3$ м, $Y = 2,5$ м в зале 106, $F_{ЗГК}/F_{МГК} = 0,2278$											
1	0,00000	0,00000	7	0,17880	0,18196	13	0,04586	0,04895	19	0,03573	0,00078
2	0,00000	0,00000	8	0,04713	0,06759	14	0,04355	0,05069	20	0,02688	0,00071
3	0,00005	0,00003	9	0,06393	0,07440	15	0,03247	0,05090	21	0,01736	0,00025
4	0,00225	0,00226	10	0,03203	0,06956	16	0,03107	0,03324	22	0,07539	0,00000
5	0,02735	0,02893	11	0,02718	0,07004	17	0,04088	0,03549	23	0,00509	0,00000
6	0,17185	0,19031	12	0,07213	0,08939	18	0,02302	0,00452	–	–	–
Спектр в позиционной координате $X = 6$ м, $Y = 2,5$ м в зале 106, $F_{ЗГК}/F_{МГК} = 0,1566$											
1	0,00000	0,00000	7	0,19079	0,21706	13	0,03461	0,03978	19	0,03664	0,00064
2	0,00000	0,00000	8	0,04627	0,06227	14	0,03306	0,04108	20	0,03061	0,00056
3	0,00006	0,00006	9	0,06409	0,06346	15	0,02842	0,04056	21	0,02034	0,00021
4	0,00284	0,00351	10	0,02650	0,05685	16	0,02688	0,02696	22	0,09293	0,00000
5	0,03212	0,04093	11	0,02104	0,05657	17	0,03706	0,02882	23	0,00616	0,00000
6	0,19173	0,24498	12	0,05736	0,07202	18	0,02049	0,00368	–	–	–
Спектр в позиционной координате $X = 9$ м, $Y = 2,5$ м в зале 106, $F_{ЗГК}/F_{МГК} = 0,1204$											
1	0,00000	0,00000	7	0,19415	0,23431	13	0,02964	0,03441	19	0,03731	0,00056
2	0,00000	0,00000	8	0,04592	0,06240	14	0,02921	0,03567	20	0,03256	0,00049
3	0,00008	0,00008	9	0,06506	0,05943	15	0,02709	0,03514	21	0,02204	0,00018
4	0,00313	0,00449	10	0,02474	0,05250	16	0,02441	0,02310	22	0,10212	0,00000
5	0,03403	0,04822	11	0,01867	0,05019	17	0,03528	0,02471	23	0,00669	0,00000
6	0,19869	0,26824	12	0,04969	0,06273	18	0,01949	0,00315	–	–	–

СПЕКТРАЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ГАММА-ПОЛЕЙ РЕАКТОРНЫХ УСТАНОВОК ВНИИЭФ

Окончание табл. 5

Гр. №	МГК	ЗГК	Гр. №	МГК	ЗГК	Гр. №	МГК	ЗГК	Гр. №	МГК	ЗГК
Спектр в позиционной координате $X = 15$ м, $Y = 2,5$ м в зале 106, $F_{ЗГК}/F_{МГК} = 0,08433$											
1	0,00000	0,00000	7	0,19603	0,24464	13	0,02597	0,03214	19	0,03796	0,00049
2	0,00000	0,00000	8	0,04645	0,06529	14	0,02531	0,03108	20	0,03435	0,00042
3	0,00007	0,00009	9	0,06722	0,05831	15	0,02616	0,03016	21	0,02328	0,00015
4	0,00355	0,00525	10	0,02345	0,04829	16	0,02186	0,01987	22	0,11085	0,00000
5	0,03579	0,05429	11	0,01667	0,04492	17	0,03413	0,02112	23	0,00721	0,00000
6	0,20237	0,28327	12	0,04256	0,05737	18	0,01876	0,00285	–	–	–
Спектр в позиционной координате $X = 21$ м, $Y = 2,5$ м в зале 106, $F_{ЗГК}/F_{МГК} = 0,06091$											
1	0,00000	0,00000	7	0,19276	0,24712	13	0,02449	0,02945	19	0,03975	0,00043
2	0,00000	0,00000	8	0,04556	0,06489	14	0,02424	0,02807	20	0,03653	0,00037
3	0,00006	0,00007	9	0,06854	0,05590	15	0,02677	0,02642	21	0,02526	0,00014
4	0,00274	0,00537	10	0,02252	0,04590	16	0,02086	0,01720	22	0,12121	0,00000
5	0,03334	0,05746	11	0,01579	0,04118	17	0,03433	0,01843	23	0,00787	0,00000
6	0,19920	0,30855	12	0,03895	0,05069	18	0,01923	0,00236	–	–	–

Таблица 6

Средние энергии спектра единичного γ -флюенса для избранных полей излучений реактора БР-1М

Спектр	\bar{E} , МэВ		Спектр	\bar{E} , МэВ		Спектр	\bar{E} , МэВ	
	МГК	ЗГК		МГК	ЗГК		МГК	ЗГК
ОП-1	1,105	0,849	Зал 105: $R = 3$ м	1,522	0,685	Зал 106: $R = 3$ м	1,537	0,705
$R = 200$ мм	1,178	0,877						
СГК ПС-0	1,637	0,725	$R = 6$ м	1,606	0,576	$R = 6$ м	1,634	0,611
СГК ПС-30	1,637	0,725	$R = 9$ м	1,676	0,503	$R = 9$ м	1,692	0,562
Зал 105: $R = 0$	1,436	0,762	Зал 106: $R = 0$	1,441	0,768	$R = 15$ м	1,749	0,524
			$R = 21$ м			1,846	0,491	

Таблица 7

Поглощенные γ -дозы (D) в избранных материалах относительно γ -дозы в ДТС ($D_{ДТС}$)

для избранных полей излучений реактора БР-К1

Спектр	$D/D_{ДТС}$						
	Воздух	Кремний	SM-био	ДТС	ИС-7	ИК-газ	Сталь
МГК							
ОП-1	0,9913	1,0120	1,0972	1,0000	0,9967	0,9309	1,0189
$R = 200$ мм	0,9926	1,0126	1,0998	1,0000	0,9981	0,9276	0,9977
СГК ПС-0	0,9658	1,0209	1,0676	1,0000	0,9846	0,9571	1,0939
СГК ПС-30	0,9660	1,0209	1,0676	1,0000	0,9901	0,9571	1,0939
Зал 105: $R = 0$	0,9568	1,0242	1,0586	1,0000	0,9817	0,9663	1,1205
$R = 3$ м							
$R = 6$ м							
$R = 9$ м							
	0,9462	1,0288	1,0472	1,0000	0,9792	0,9771	1,1544
	0,9389	1,0322	1,0380	1,0000	0,9780	0,9856	1,1802
	0,9345	1,0335	1,0341	1,0000	0,9769	0,9895	1,1882

Спектр	$D/D_{ДТС}$						
	Воздух	Кремний	SM-био	ДТС	ИС-7	ИК-газ	Сталь
Зал 10б:							
$R = 0$	0,9596	1,0235	1,0628	1,0000	0,9828	0,9615	1,0982
$R = 3$ м	0,9508	1,0284	1,0522	1,0000	0,9813	0,9712	1,1266
$R = 6$ м	0,9434	1,0317	1,0433	1,0000	0,9794	0,9793	1,1489
$R = 9$ м	0,9399	1,0329	1,0394	1,0000	0,9785	0,9827	1,1576
$R = 15$ м	0,9367	1,0340	1,0362	1,0000	0,9778	0,9856	1,1616
$R = 21$ м	0,9367	1,0356	1,0347	1,0000	0,9778	0,9864	1,1644
ЗГК							
ОП-1	0,9990	1,0089	1,1034	1,0000	0,9997	0,9257	1,0125
$R = 200$ мм	1,0032	1,0092	1,1058	1,0000	0,9980	0,9231	0,9971
СГК ПС-0	0,9707	1,0097	1,0780	1,0000	0,9809	0,9598	1,1665
СГК ПС-30	0,9715	1,0107	1,0780	1,0000	0,9865	0,9598	1,1666
Зал 105:							
$R = 0$	0,9864	1,0061	1,0940	1,0000	0,9867	0,9375	1,0802
$R = 3$ м	0,9791	1,0057	1,0847	1,0000	0,9828	0,9490	1,1457
$R = 6$ м	0,9619	1,0036	1,0680	1,0000	0,9739	0,9695	1,2626
$R = 9$ м	0,9490	1,0048	1,0527	10000	0,9666	0,9884	1,3701
Зал 10б:							
$R = 0$	0,9888	1,0056	1,0965	1,0000	0,9874	0,9341	1,0621
$R = 3$ м	0,9845	1,0063	1,0901	1,0000	0,9854	0,9419	1,1079
$R = 6$ м	0,9748	1,0052	1,0794	1,0000	0,9792	0,9548	1,1834
$R = 9$ м	0,9685	1,0048	1,0725	1,0000	0,9765	0,9631	1,2318
$R = 15$ м	0,9517	1,0033	1,0666	1,0000	0,9726	0,9700	1,2726
$R = 21$ м	0,9564	1,0060	1,0607	1,0000	0,9745	0,9769	1,3140

Спектры единичного γ -флюенса МГК и ЗГК в полях излучений ОП-1, $R = 200$ мм, СГК ПС-30 и Х9У2,5 реактора БР-1М в графической форме представлены на рис. 9.

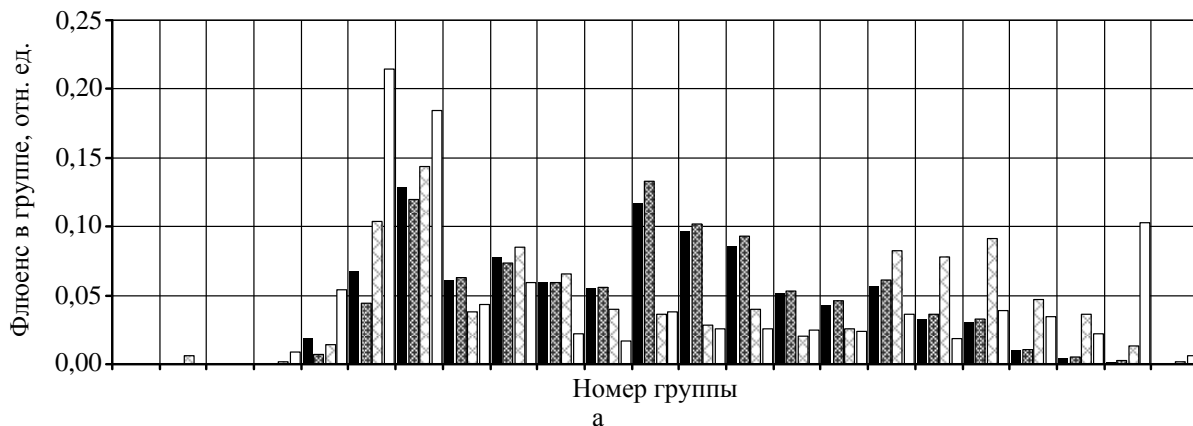


Рис. 9. Спектры единичного γ -флюенса МГК (а) и ЗГК (б) в полях излучений ОП-1 (■), $R = 200$ (▨), СГК ПС-30 (▤) и Х9У2,5 реактора БР-1М (окончание рис. см. на с. 167)

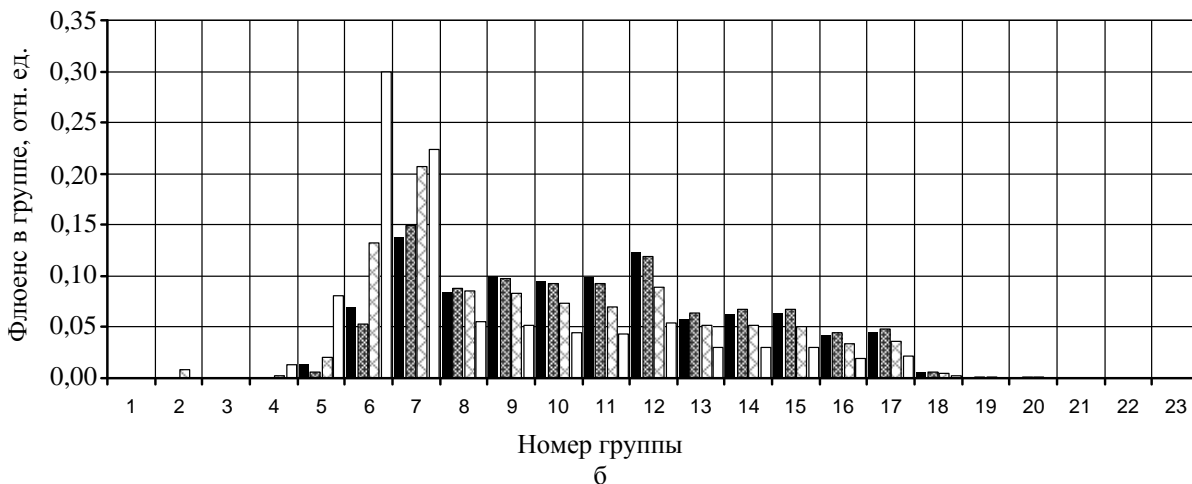


Рис. 9. Окончание

Результаты определения спектральных характеристик для избранных полей излучения реактора ГИР-2 представлены в табл. 8 (спектры единичного флюенса), 9 (средние энергии), 10 (нормализованные поглощенные дозы).

Таблица 8

Спектры единичного γ -флюенса для избранных полей излучений реактора ГИР-2

Гр. №	МГК	ЗГК	Гр. №	МГК	ЗГК	Гр. №	МГК	ЗГК	Гр. №	МГК	ЗГК
Спектр в позиционной координате $R = 0,3$ м напротив ОКНА в конверторе, $F_{ЗГК}/F_{МГК} = 0,1517$											
1	0,00000	0,00000	7	0,12182	0,16680	13	0,03829	0,06021	19	0,09616	0,00101
2	0,00193	0,00203	8	0,04406	0,08367	14	0,04882	0,06344	20	0,04965	0,00088
3	0,00003	0,00002	9	0,08746	0,09153	15	0,02616	0,06384	21	0,03833	0,00033
4	0,00075	0,00077	10	0,06648	0,08780	16	0,03102	0,04227	22	0,01438	0,00000
5	0,00713	0,01024	11	0,04254	0,08898	17	0,09004	0,04577	23	0,00220	0,00000
6	0,06094	0,07162	12	0,04934	0,11302	18	0,08247	0,00577	–	–	–
Спектр в позиционной координате $R = 0,5$ м напротив ОКНА в конверторе, $F_{ЗГК}/F_{МГК} = 0,1323$											
1	0,00000	0,00000	7	0,11968	0,16666	13	0,03669	0,05905	19	0,09926	0,00096
2	0,00151	0,00156	8	0,04385	0,08706	14	0,04659	0,06246	20	0,05200	0,00087
3	0,00004	0,00003	9	0,08589	0,09358	15	0,02675	0,06284	21	0,04004	0,00032
4	0,00088	0,00089	10	0,06432	0,08762	16	0,03118	0,04143	22	0,01579	0,00000
5	0,00770	0,01142	11	0,04042	0,08945	17	0,09210	0,04442	23	0,00229	0,00000
6	0,06349	0,07097	12	0,04534	0,11276	18	0,08419	0,00565	–	–	–
Спектр в позиционной координате $R = 1,0$ м напротив ОКНА в конверторе, $F_{ЗГК}/F_{МГК} = 0,1218$											
1	0,00000	0,00000	7	0,12467	0,16265	13	0,03502	0,05792	19	0,09618	0,00081
2	0,00120	0,00126	8	0,04427	0,08822	14	0,04457	0,06082	20	0,05063	0,00086
3	0,00005	0,00006	9	0,08275	0,09377	15	0,02607	0,06058	21	0,03963	0,00031
4	0,00168	0,00170	10	0,06068	0,08681	16	0,03065	0,03972	22	0,01769	0,00000
5	0,01199	0,01482	11	0,03718	0,08781	17	0,08696	0,04199	23	0,00256	0,00000
6	0,08215	0,08377	12	0,04385	0,11071	18	0,07957	0,00541	–	–	–

Гр. №	МГК	ЗГК	Гр. №	МГК	ЗГК	Гр. №	МГК	ЗГК	Гр. №	МГК	ЗГК
Спектр в позиционной координате $R = 2,0$ м напротив ОКНА в конверторе, $F_{ЗГК}/F_{МГК} = 0,1067$											
1	0,00000	0,00000	7	0,14444	0,16462	13	0,03087	0,05318	19	0,08432	0,00069
2	0,00102	0,00119	8	0,03981	0,08063	14	0,03877	0,05504	20	0,04527	0,00078
3	0,00022	0,00016	9	0,07680	0,08625	15	0,02269	0,05501	21	0,03361	0,00025
4	0,00399	0,00512	10	0,05122	0,08062	16	0,02854	0,03618	22	0,02349	0,00000
5	0,02423	0,02779	11	0,03238	0,08006	17	0,07782	0,03854	23	0,00297	0,00000
6	0,12932	0,12799	12	0,03762	0,10046	18	0,07060	0,00544	–	–	–
Спектр в позиционной координате $R = 3,0$ м напротив ОКНА в конверторе, $F_{ЗГК}/F_{МГК} = 0,09385$											
1	0,00000	0,00000	7	0,16266	0,17967	13	0,02704	0,04749	19	0,07409	0,00056
2	0,00173	0,00189	8	0,03975	0,07197	14	0,03349	0,04582	20	0,04283	0,00047
3	0,00018	0,00020	9	0,07095	0,07763	15	0,02063	0,04749	21	0,03122	0,00026
4	0,00525	0,00711	10	0,04499	0,07197	16	0,02548	0,03035	22	0,02569	0,00000
5	0,03583	0,04176	11	0,02924	0,06945	17	0,06740	0,03416	23	0,00257	0,00000
6	0,16509	0,17541	12	0,03280	0,09208	18	0,06109	0,00426	–	–	–
Спектр в позиционной координате $R = 0,3$ м напротив СТЕНКИ конвертора, $F_{ЗГК}/F_{МГК} = 0,05498$											
1	0,00000	0,00001	7	0,10976	0,18877	13	0,02966	0,05835	19	0,11165	0,00107
2	0,00192	0,00307	8	0,04015	0,09146	14	0,04199	0,05806	20	0,05824	0,00070
3	0,00002	0,00005	9	0,08528	0,08980	15	0,02338	0,05727	21	0,04565	0,00028
4	0,00094	0,00141	10	0,06659	0,08179	16	0,03013	0,03885	22	0,01687	0,00000
5	0,00755	0,01354	11	0,04016	0,07852	17	0,09930	0,04163	23	0,00237	0,00000
6	0,06156	0,09202	12	0,03323	0,09809	18	0,09360	0,00526	–	–	–
Спектр в позиционной координате $R = 0,5$ м напротив СТЕНКИ конвертора, $F_{ЗГК}/F_{МГК} = 0,06353$											
1	0,00000	0,00000	7	0,11916	0,17919	13	0,03011	0,05948	19	0,10670	0,00098
2	0,00204	0,00272	8	0,04149	0,08903	14	0,04198	0,06083	20	0,05611	0,00090
3	0,00003	0,00004	9	0,08495	0,08968	15	0,02315	0,05900	21	0,04361	0,00033
4	0,00099	0,00172	10	0,06584	0,08247	16	0,02948	0,03933	22	0,01652	0,00000
5	0,00873	0,01379	11	0,03987	0,07975	17	0,09474	0,04229	23	0,00241	0,00000
6	0,06786	0,09176	12	0,03433	0,10128	18	0,08990	0,00543	–	–	–
Спектр в позиционной координате $R = 1,0$ м напротив СТЕНКИ конвертора, $F_{ЗГК}/F_{МГК} = 0,06721$											
1	0,00000	0,00000	7	0,12574	0,17716	13	0,03014	0,05817	19	0,10055	0,00078
2	0,00194	0,00265	8	0,04230	0,08794	14	0,04099	0,05863	20	0,05386	0,00091
3	0,00005	0,00011	9	0,08462	0,08728	15	0,02287	0,05733	21	0,04116	0,00035
4	0,00172	0,00270	10	0,06280	0,08060	16	0,02868	0,03755	22	0,01718	0,00000
5	0,01254	0,01872	11	0,03797	0,07833	17	0,08994	0,04065	23	0,00234	0,00000
6	0,08226	0,10705	12	0,03528	0,09796	18	0,08507	0,00513	–	–	–
Спектр в позиционной координате $R = 2,0$ м напротив СТЕНКИ конвертора, $F_{ЗГК}/F_{МГК} = 0,06654$											
1	0,00001	0,00000	7	0,14331	0,18063	13	0,02820	0,05174	19	0,08985	0,00067
2	0,00175	0,00262	8	0,03951	0,07767	14	0,03603	0,05142	20	0,04879	0,00085
3	0,00010	0,00022	9	0,07687	0,07845	15	0,02085	0,05160	21	0,03715	0,00025
4	0,00334	0,00684	10	0,05517	0,07133	16	0,02697	0,03396	22	0,02073	0,00000
5	0,02323	0,03450	11	0,03367	0,06917	17	0,08206	0,03618	23	0,00245	0,00000
6	0,12420	0,15887	12	0,03122	0,08805	18	0,07454	0,00498	–	–	–

Окончание табл. 8

Гр. №	МГК	ЗГК	Гр. №	МГК	ЗГК	Гр. №	МГК	ЗГК	Гр. №	МГК	ЗГК
Спектр в позиционной координате $R = 3,0$ м напротив СТЕНКИ конвертора, $F_{ЗГК}/F_{МГК} = 0,06267$											
1	0,00000	0,00000	7	0,16358	0,19618	13	0,02316	0,04510	19	0,07915	0,00051
2	0,00201	0,00304	8	0,03687	0,07016	14	0,03106	0,04424	20	0,04425	0,00057
3	0,00020	0,00033	9	0,07281	0,06864	15	0,01935	0,04428	21	0,03359	0,00022
4	0,00528	0,00838	10	0,04779	0,06326	16	0,02256	0,02825	22	0,02367	0,00000
5	0,03234	0,04965	11	0,03034	0,06087	17	0,07038	0,03259	23	0,00257	0,00000
6	0,16486	0,20382	12	0,02857	0,07584	18	0,06561	0,00407	–	–	–

Таблица 9

Средние энергии спектра единичного γ -флюенса для избранных полей излучений реактора ГИР-2

Спектр	\bar{E} , МэВ		Спектр	\bar{E} , МэВ	
	МГК	ЗГК		МГК	ЗГК
Напротив ОКНА:			Напротив СТЕНКИ:		
$R = 0,3$ м	1,763	0,841	$R = 0,3$ м	1,919	0,791
$R = 0,5$ м	1,805	0,834	$R = 0,5$ м	1,861	0,802
$R = 1,0$ м	1,767	0,815	$R = 1,0$ м	1,797	0,782
$R = 2,0$ м	1,639	0,760	$R = 2,0$ м	1,674	0,716
$R = 3,0$ м	1,519	0,686	$R = 3,0$ м	1,544	0,645

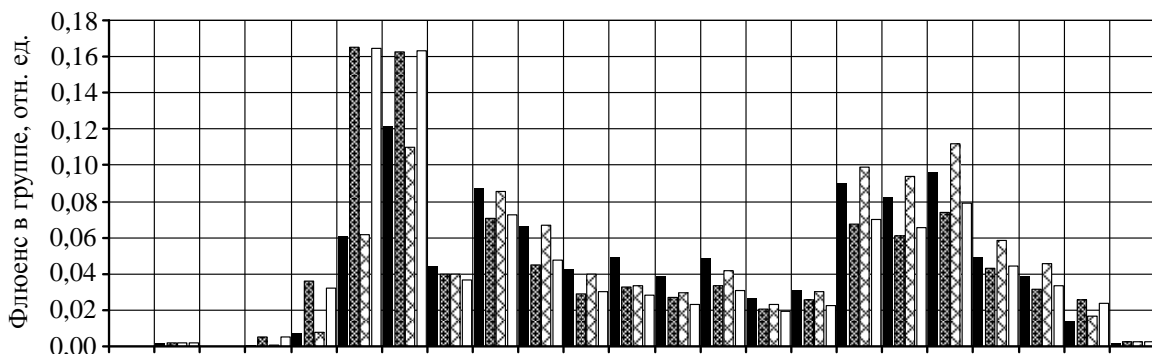
Таблица 10

Поглощенные γ -дозы (D) в избранных материалах относительно γ -дозы в ДТС ($D_{ДТС}$)
для избранных полей излучений реактора ГИР-2

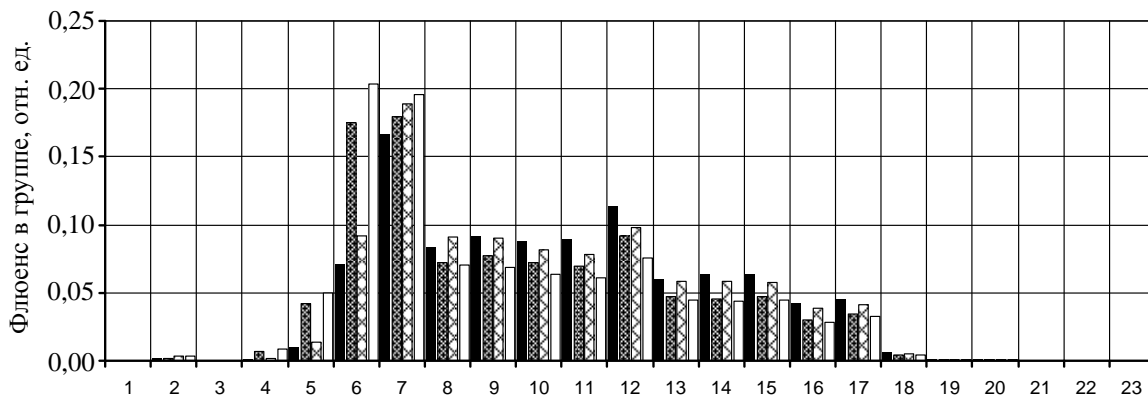
Спектр	$D/D_{ДТС}$						
	Воздух	Кремний	SM-био	ДТС	ИС-7	ИК-газ	Сталь
МГК							
ОКНО:							
$R = 0,3$ м	0,9806	1,0204	1,0755	1,0000	0,9934	0,9466	1,0451
$R = 0,5$ м	0,9802	1,0207	1,0749	1,0000	0,9933	0,9469	1,0457
$R = 1,0$ м	0,9786	1,0209	1,730	1,0000	0,9920	0,9489	1,0549
$R = 2,0$ м	0,9736	1,0213	1,0674	1,0000	0,9904	0,9554	1,0858
$R = 3,0$ м	0,9684	1,0216	1,0614	1,0000	0,9879	0,9625	1,1202
СТЕНКА:							
$R = 0,3$ м	0,9821	1,0211	1,0730	1,0000	0,9881	0,9483	1,0486
$R = 0,5$ м	0,9784	1,0205	1,0727	1,0000	0,9878	0,9489	1,0525
$R = 1,0$ м	0,9774	1,0172	1,0716	1,0000	0,9853	0,9503	1,0603
$R = 2,0$ м	0,9735	1,0204	1,0673	1,0000	0,9772	0,9555	1,0858
$R = 3,0$ м	0,9685	1,0224	1,0616	1,0000	0,9817	0,9622	1,1181
ЗГК							
ОКНО:							
$R = 0,3$ м	0,9927	1,0068	1,0995	1,0000	0,9888	0,9312	1,0348
$R = 0,5$ м	0,9934	1,0058	1,1000	1,0000	0,9883	0,9303	1,0318
$R = 1,0$ м	0,9939	1,0088	1,0988	1,0000	0,9897	0,9316	1,0409
$R = 2,0$ м	0,9879	1,0086	1,0919	1,0000	0,9841	0,9403	1,0896
$R = 3,0$ м	0,9759	1,0038	1,0817	1,0000	0,9782	0,9532	1,1592

Спектр	$D/D_{ДТС}$						
	Воздух	Кремний	SM-био	ДТС	ИС-7	ИК-газ	Сталь
СТЕНКА:							
$R = 0,3$ м	0,9846	1,0075	1,0942	1,0000	0,9866	0,9377	1,0676
$R = 0,5$ м	0,9875	1,0055	1,0952	1,0000	0,9859	0,9365	1,0620
$R = 1,0$ м	0,9869	1,0092	1,0929	1,0000	0,9868	0,9394	1,0785
$R = 2,0$ м	0,9790	1,0066	1,0837	1,0000	0,9802	0,9511	1,1435
$R = 3,0$ м	0,9728	1,0050	1,0729	1,0000	0,9761	0,9646	1,2177

Спектры единичного γ -флюенса МГК и ЗГК в полях излучений $R = 0,3$ м; $1,0$ м; $3,0$ м напротив ОКНА и СТЕНКИ реактора ГИР-2 в графической форме представлены на рис. 10.



а



б

Рис. 10. Спектры единичного γ -флюенса МГК (а) и ЗГК (б) в полях излучений с позиционными координатами $R = 0,3$ м (■) и $R = 3,0$ м (▨) напротив ОКНА, $R = 0,3$ м (▧) и $R = 3,0$ м (□) напротив СТЕНКИ реактора ГИР-2

Результаты определения спектральных характеристик для избранных полей излучения реактора БИГР представлены в табл. 11 (спектры единичного флюенса), 12 (средние энергии), 13 (нормализованные поглощенные дозы).

Таблица 11

Спектры единичного γ -флюенса для избранных полей излучений реактора БИГР

Гр. №	МГК	ЗГК	Гр. №	МГК	ЗГК	Гр. №	МГК	ЗГК	Гр. №	МГК	ЗГК
Спектр в центре активной зоны, $F_{ЗГК}/F_{МГК} = 0,5655$											
1	0,00000	0,00000	7	0,20187	0,22001	13	0,06931	0,04723	19	0,02652	0,00074
2	0,00000	0,00000	8	0,06786	0,09780	14	0,05317	0,04507	20	0,01168	0,00058
3	0,00000	0,00000	9	0,06894	0,09246	15	0,03574	0,04402	21	0,00613	0,00022
4	0,00039	0,00044	10	0,05086	0,08081	16	0,02999	0,02881	22	0,00290	0,00000
5	0,01028	0,01002	11	0,04595	0,07246	17	0,04108	0,03136	23	0,00046	0,00000
6	0,12574	0,13529	12	0,12414	0,08843	18	0,02699	0,00425	–	–	–
Спектр в позиционной координате $R = 1,0$ м, $F_{ЗГК}/F_{МГК} = 0,4257$											
1	0,00000	0,00000	7	0,16140	0,19323	13	0,07219	0,06547	19	0,03878	0,00123
2	0,00100	0,00098	8	0,06832	0,10190	14	0,05743	0,06232	20	0,02020	0,00107
3	0,00007	0,00001	9	0,07501	0,09774	15	0,04068	0,05717	21	0,01065	0,00039
4	0,00129	0,00050	10	0,05493	0,08542	16	0,03638	0,03810	22	0,01765	0,00000
5	0,00855	0,00405	11	0,04805	0,07792	17	0,05263	0,04117	23	0,00147	0,00000
6	0,07731	0,06789	12	0,12093	0,09768	18	0,03508	0,00576	–	–	–
Спектр в позиционной координате $R = 2,0$ м, $F_{ЗГК}/F_{МГК} = 0,3178$											
1	0,00000	0,00000	7	0,16854	0,19045	13	0,05571	0,06169	19	0,03876	0,00112
2	0,00064	0,00084	8	0,05844	0,09372	14	0,04570	0,05741	20	0,02498	0,00100
3	0,00016	0,00007	9	0,06787	0,09048	15	0,03483	0,05354	21	0,01435	0,00037
4	0,00394	0,00212	10	0,04330	0,07908	16	0,03167	0,03526	22	0,04525	0,00000
5	0,02438	0,01416	11	0,03712	0,07167	17	0,04706	0,03838	23	0,00316	0,00000
6	0,13267	0,11280	12	0,09209	0,09074	18	0,02938	0,00510	–	–	–
Спектр в позиционной координате $R = 3,0$ м, $F_{ЗГК}/F_{МГК} = 0,2376$											
1	0,00000	0,00000	7	0,17663	0,19770	13	0,04361	0,05512	19	0,03856	0,00104
2	0,00041	0,00073	8	0,05136	0,08393	14	0,03704	0,05148	20	0,02852	0,00090
3	0,00023	0,00014	9	0,06309	0,08112	15	0,03051	0,04787	21	0,01719	0,00033
4	0,00591	0,00421	10	0,03481	0,07072	16	0,02821	0,03170	22	0,06575	0,00000
5	0,03621	0,02678	11	0,02886	0,06368	17	0,04278	0,03407	23	0,00442	0,00000
6	0,17022	0,16275	12	0,07055	0,08116	18	0,02513	0,00457	–	–	–
Спектр в позиционной координате $R = 4,0$ м, $F_{ЗГК}/F_{МГК} = 0,1857$											
1	0,00000	0,00000	7	0,18103	0,20516	13	0,03607	0,04860	19	0,03861	0,00089
2	0,00027	0,00060	8	0,04772	0,07554	14	0,03168	0,04596	20	0,03107	0,00080
3	0,00029	0,00020	9	0,06057	0,07177	15	0,02787	0,04204	21	0,01900	0,00029
4	0,00724	0,00651	10	0,02918	0,06274	16	0,02610	0,02776	22	0,07948	0,00000
5	0,04365	0,03994	11	0,02373	0,05631	17	0,04010	0,03012	23	0,00527	0,00000
6	0,19159	0,20931	12	0,05709	0,07143	18	0,02239	0,00403	–	–	–
Спектр в позиционной координате $R = 5,0$ м, $F_{ЗГК}/F_{МГК} = 0,1511$											
1	0,00000	0,00000	7	0,18387	0,21718	13	0,03099	0,04190	19	0,03920	0,00078
2	0,00018	0,00048	8	0,04546	0,06746	14	0,02814	0,03946	20	0,03312	0,00068
3	0,00026	0,00026	9	0,05922	0,06296	15	0,02633	0,03593	21	0,02050	0,00026
4	0,00790	0,00862	10	0,02574	0,05383	16	0,02462	0,02426	22	0,08988	0,00000
5	0,04731	0,05268	11	0,02024	0,04791	17	0,03864	0,02608	23	0,00596	0,00000
6	0,20349	0,25451	12	0,04811	0,06134	18	0,02084	0,00342	–	–	–

Таблица 12

Средние энергии спектра единичного γ -флюенса для избранных полей излучений реактора БИГР

Спектр	\bar{E} , МэВ		Спектр	\bar{E} , МэВ		Спектр	\bar{E} , МэВ	
	МГК	ЗГК		МГК	ЗГК		МГК	ЗГК
Центр АЗ $R = 1,0$ м	0,964	0,698	$R = 2,0$ м	1,376	0,766	$R = 4,0$ м	1,544	0,643
	1,245	0,814	$R = 3,0$ м	1,473	0,704	$R = 5,0$ м	1,607	0,580

Таблица 13

Поглощенные γ -дозы (D) в избранных материалах относительно γ -дозы в ДТС ($D_{\text{ДТС}}$) для избранных полей излучений реактора БИГР

Спектр	$D/D_{\text{ДТС}}$						
	Воздух	Кремний	SM-био	ДТС	ИС-7	ИК-газ	Сталь
МГК							
Центр АЗ	0,9870	1,0160	1,0907	1,0000	0,9910	0,9365	1,0473
$R = 1$ м	0,9780	1,0146	1,0834	1,0000	0,9868	0,9423	1,0445
$R = 2$ м	0,9619	1,0220	1,0647	1,0000	0,9831	0,9602	1,1016
$R = 3$ м	0,9509	1,0266	1,0519	1,0000	0,9803	0,9724	1,1403
$R = 4$ м	0,9433	1,0293	1,0441	1,0000	0,9784	0,9798	1,1628
$R = 5$ м	0,9405	1,0319	1,0394	1,0000	0,9779	0,9841	1,1745
ЗГК							
Центр АЗ	0,9874	1,0054	1,0966	1,0000	0,9863	0,9326	1,0574
$R = 1$ м	0,9949	1,0042	1,1017	1,0000	0,9905	0,9274	1,0191
$R = 2$ м	0,9901	1,0070	1,0966	1,0000	0,9895	0,9339	1,0564
$R = 3$ м	0,9818	1,0041	1,0892	1,0000	0,9834	0,9431	1,1092
$R = 4$ м	0,9759	1,0054	1,0806	1,0000	0,9805	0,9537	1,1703
$R = 5$ м	0,9653	1,0052	1,0705	1,0000	0,9768	0,9662	1,2424

Спектры единичного γ -флюенса МГК и ЗГК в полях излучений в центре АЗ и в позиционных координатах $R = 1,0$ м; $R = 3,0$ м; $R = 5,0$ м снаружи АЗ реактора БИГР в графической форме представлены на рис. 11.

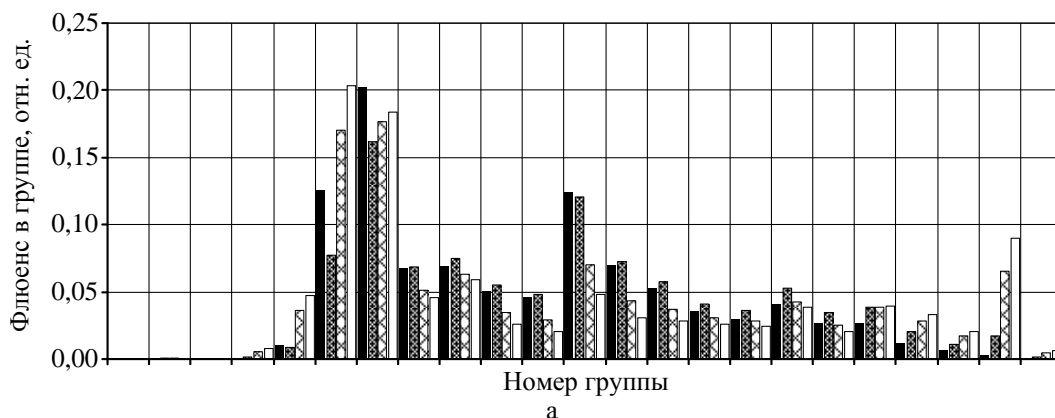


Рис. 11. Спектры единичного γ -флюенса МГК (а) и ЗГК (б) в полях излучений в центре АЗ (■) и с позиционными координатами $R = 1,0$ м (▨), $R = 3,0$ м (▩) и $R = 5,0$ м (□) снаружи АЗ реактора БИГР (окончание рис. см. на с. 173)

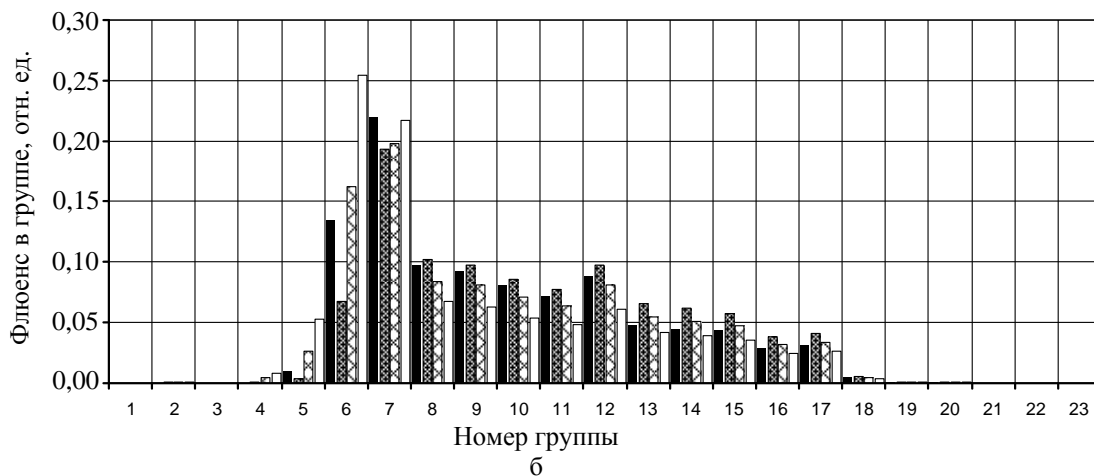


Рис. 11. Окончание

Заключение

Преимущественно табличная форма представления спектров единичного флюенса МГК и ЗГК ориентирована на возможность непосредственного практического использования данной спектральной характеристики при проведении разнообразных исследовательских и прикладных работ в полях излучений реакторных установок ВНИИЭФ.

Авторы будут признательны заинтересованным специалистам как за любые конструктивные замечания по представленным в статье данным, так и за любую конкретную информацию по использованию указанных данных в практике проведения работ профильной направленности в полях излучений реакторных установок ВНИИЭФ.

Список литературы

1. Кошелев А. С., Хоружий В. Х. Влияние спектра гамма-квантов на величину поглощенной дозы в материалах различного элементного состава // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика ядерных реакторов. 2009. Вып. 1. С. 17–27.
2. Кошелев А. С., Хоружий В. Х. Прецизионные особенности реализации поглощенной дозы от запаздывающих гамма-квантов в поле специализированного гамма-источника реактора БР-К1 // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика ядерных реакторов. 2009. Вып. 1. С. 28–35.
3. Кошелев А. С., Хоружий В. Х. Пространственные, спектральные и временные характеристики специализированного гамма-источника реактора БР-К1 // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика ядерных реакторов. 2010. Вып. 2. С. 61–68.

4. Кошелев А. С., Хоружий В. Х. Спектральный фактор в гамма-диагностике полей излучений реакторных установок ВНИИЭФ // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика ядерных реакторов. 2012. Вып. 3. С. 31–42.
5. Кочубей Ю. К., Житник А. К., Артемьева Е. В. и др. Программа С-95. Современное состояние и возможности // Сб. докл. VI Межотраслевой конф. по радиационной стойкости. – Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2003. С. 100–104.
6. Житник А. К., Донской Е. Н., Огнев С. П. и др. Методика С-007 решения методом Монте-Карло связанных линейных уравнений переноса нейтронов, гамма-квантов, электронов и позитронов // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Матем. моделирование физ. процессов. 2011. Вып. 1. С. 17–24.
7. Генералова В. В., Жанжора А. П., Кошелев А. С., Нарожный А. Т. Специализированный источник гамма-излучения, пространственно совмещенный с моделирующим опорным полем нейтронов МОП-К2 // Измерительная техника. 2010. № 1. С. 24–27.
8. Колесов В. Ф., Кувшинов М. И., Воронцов С. В. и др. Критические стенды и импульсные реакторы РФЯЦ-ВНИИЭФ // 65 лет ВНИИЭФ. Физика и техника высоких плотностей энергий. – Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2011. Вып. 1. С. 136–164.
9. Пунин В. Т., Савченко В. А., Завьялов Н. В., Гордеев В. С. и др. Мощные линейные индукционные ускорители электронов и облучательные комплексы на их основе для радиационных исследований // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика радиационного воздействия на радиоэлектронную аппаратуру. 2000. Вып. 3–4. С. 95–99.
10. Кувшинов М. И., Колесов В. Ф., Воинов А. М., Смирнов И. Г. Аперiodический импульсный реактор БИГР // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика ядерных реакторов. 1988. Вып. 1. С. 3–12.
11. Ritts J. J., Solomito M., Stevens P. N. Calculation of neutron fluence-to-Kerma factors for the human body // Nucl. Appl. and Technol. 1969. Vol. 7. P. 89–99.
12. Брискман Б. А., Генералова В. В., Крамер-Агеев Е. А., Трошин В. С. Внутрореакторная дозиметрия. Практическое руководство. – М.: Энергоатомиздат, 1985.
13. Бочвар И. А., Гимадова Т. Н., Кеирим-Маркус И. Б. и др. Метод дозиметрии ИКС. – М.: Энергоатомиздат, 1977.
14. Марочник сталей и сплавов / Под ред. В. Г. Сорокина. – М.: Машиностроение, 1989.

Gamma-Field Spectral Characteristics of VNIIEF Reactor Facilities

A. S. Koshelev, V. Kh. Khoruzhy

There are presented the calculated versions of spectra of prompt and delayed gamma-quanta in a 23-group energy format on reactor BR-K1, BR-1M, GIR-2 and BIGR for 7, 14, 10 and 6 radiation fields, respectively. For each spectral distribution there are presented in addition the ratios between prompt and delayed components, average spectra energies, absorbed doses in air, silicon, biological tissue, IS-7 detector material, gas-filler used to fill ionization chambers and in 12X18H10T steel as normalized for the absorbed dose in DTS detector material.

For the selected spectral distributions their graphic versions are given.

УДК 621.039

Критические эксперименты на сборках с металлическим плутонием, выполненные в РФЯЦ-ВНИИЭФ

С. В. Воронцов, М. И. Кувшинов

Представлен краткий обзор методики проведения экспериментов в РФЯЦ-ВНИИЭФ по изучению характеристик размножения нейтронов и критических массборок, содержащих металлические делящиеся материалы. Приведены результаты измерений критических массборок из плутония в α - и δ -фазах с различным изотопным составом, выполненных в РФЯЦ-ВНИИЭФ М. И. Кувшиновым, А. А. Малинкиным, Б. Д. Сциборским, В. А. Давиденко, В. П. Егоровым в 1956–1965 гг.

Введение

Знание критических масс и характеристик размножения нейтроновборок, содержащих металлический плутоний, необходимо для определения условий ядерной безопасности (ЯБ) при производстве, хранении и транспортировке как делящихся материалов (ДМ), так и изделий из них. Кроме того, экспериментальные данные об этих параметрах для размножающих систем (РС) простой геометрии весьма полезны для верификации используемых в расчетах ядерных данных.

Экспериментальные исследования характеристик РС, содержащих активную зону из металлического плутония, начали систематически проводиться в РФЯЦ-ВНИИЭФ в 1950-х гг. [1]. При этом измерялись все основные ядерно-физические параметры РС: реактивность (подкритичность), распределение плотности различных ядерных реакций по объему активной зоны (АЗ), интегральное число делений во всем объеме АЗ, возмущение реактивности образцами из различных материалов, спектральные индексы $[\sigma(X)/\sigma(^{235}\text{U})]$, энергетические спектры нейтронов, спады плотности мгновенных нейтронов во времени, характеристики запаздывающих нейтронов.

Основные нейтронные характеристики критической сборки из сплава ^{239}Pu (96,4 %) в δ -фазе без отражателя, полученные во ВНИИЭФ, представлены на XI Международном семинаре по фундаментальным свойствам плутония [2].

В настоящей статье приведен краткий обзор экспериментов только по изучению характеристик размножения нейтронов и критических масс для большого числаборок, содержащих металлический плутоний. В экспериментах использовались детали из сплавов плутония в α - и δ -фазах с различным содержанием нуклида ^{239}Pu : ^{239}Pu (96,4 %) в δ -фазе, ^{239}Pu (87,9 %) в α -фазе.

в δ -фазе, ^{239}Pu (88,3 %) в α -фазе. Изучались также РС, в состав которых одновременно входили детали из ^{239}Pu (96,4 %) в δ -фазе и ^{235}U (89,6 %) [3].

Исследовались сборки из металлического плутония без отражателя и с отражающими облочками различной толщины. В качестве отражателей в составе РС изучено более 30 материалов, наиболее широко используемых в технике. Эти эксперименты были выполнены в РФЯЦ-ВНИИЭФ М. И. Кувшиновым, А. А. Малинкиным, Б. Д. Сциборским, В. А. Давиденко, В. П. Егоровым в 1956–1965 гг. [1].

Методика экспериментов

Эксперименты проводились на созданном во ВНИИЭФ специальном стенде ФКБН (физический котел на быстрых нейтронах). В последующие годы он неоднократно модернизировался и совершенствовался с целью повышения безопасности проводимых на нем работ [3]. Электромеханический стенд установки ФКБН-2М размещен в зале размером $12 \times 10 \times 8$ м, имеющем толстые (1–3 м) бетонные стены и потолок для защиты от нейтронного и гамма-излучений, а также от взрывного воздействия.

Схематическое изображение современного электромеханического стенда установки ФКБН-2М представлено на рис. 1. Критическая система собирается на стенде в виде двух заведомо подкритических блоков на безопасном расстоянии друг от друга. Конструкция стенда и его система управления обеспечивают возможность дистанционного сближения этих блоков с целью образования критической конфигурации сборки.

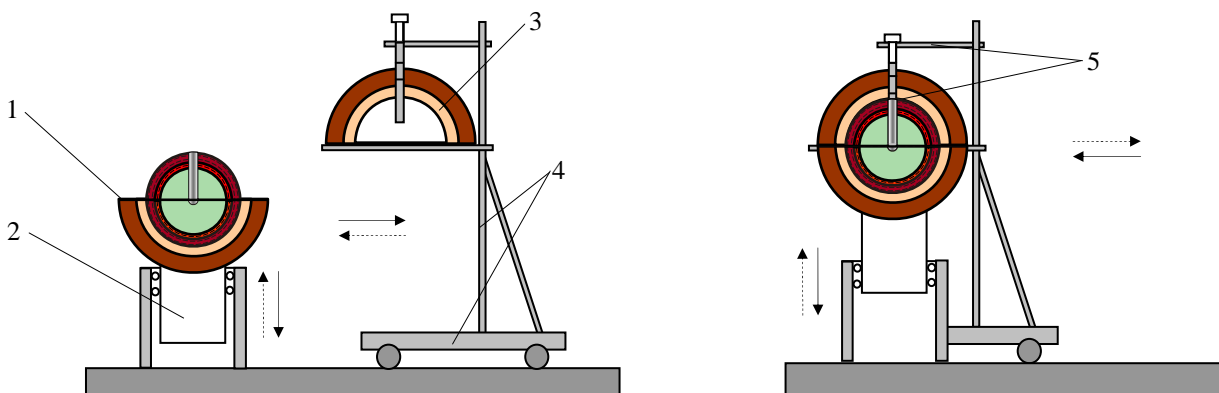


Рис. 1. Схематическое изображение электромеханического стенда установки ФКБН-2М: 1 – нижний блок РС; 2 – опора, перемещаемая в вертикальном направлении; 3 – верхний блок РС; 4 – опора, перемещаемая в горизонтальном направлении; 5 – устройство загрузки центрального канала

На рис. 2 показан стенд ФКБН-2М с размножающей сборкой в экспериментальном зале. Для реализации критических экспериментов установка ФКБН-2М укомплектована большим набором деталей (в основном полусферической формы) из делящихся и инертных конструкционных материалов (рис. 3). На рис. 4 изображена полномасштабная модель критической сборки из ^{239}Pu в α -фазе.



Рис. 2. Стенд ФКБН-2М с размножающей сборкой в экспериментальном зале



Рис. 3. Набор макетных деталей из делящихся и конструкционных материалов для сборки критических систем на установке ФКБН-2М

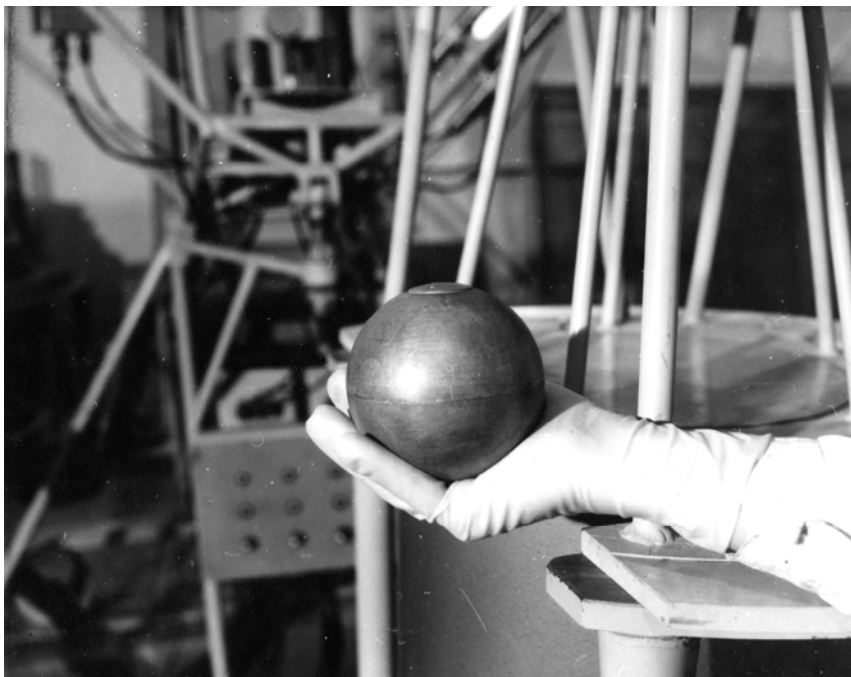


Рис. 4. Полномасштабная модель критической сборки из ^{239}Pu в α -фазе

Основным измеряемым в эксперименте параметром служил коэффициент умножения Q . Он определялся по соотношению $Q = (N - N_{\text{ф}}) / N_0$, где N – поток нейтронов утечки из сборки с плутонием, в центре которой размещен изотопный источник нейтронов; $N_{\text{ф}}$ – поток нейтронов утечки из сборки с плутонием без изотопного источника нейтронов (в этом случае поток нейтронов утечки обусловлен размножением в сборке нейтронов собственного фона плутония); N_0 – поток нейтронов утечки из макетной сборки, в которой плутоний заменен инертным материалом (свинцом или сталью) и в центре размещен тот же изотопный источник нейтронов.

Величина, обратная коэффициенту умножения, $\Delta = 1/Q$ называется подкритичностью и характеризует близость сборки к критическому состоянию (в критическом состоянии $\Delta = 0$).

В работе применялся источник нейтронов, имеющий состав $\text{Po} + \text{B}_4\text{C} + \text{CaF}_2$, спектр которого близок к спектру нейтронов деления. Для регистрации потока нейтронов использовался «всеволновый» счетчик. Точность измерения коэффициента умножения составляла 1–2 %.

Критическое состояние определялось путем линейной экстраполяции к нулю зависимости подкритичности от изменяемого параметра сборки (радиуса активной зоны, толщины отражателя, расстояния между двумя частями сборки, возмущения подкритичности малым образцом плутония и др.). В большинстве случаев экспериментально подбирались сборки, близкие к критическим, для которых $\Delta < 0,01$. При этом масса делящегося материала в сборке отличалась от критической менее чем на 1 %.

Сферические сборки собирались из деталей полусферической формы. Используемые в качестве отражателя жидкости заливались в тонкостенные медные конверты. Средние плотности материалов определялись путем деления массы материала на занимаемый объем, ограниченный наружным и внутренним радиусами $A3$ и отражателя. Для удобства использования (например, для построения зависимости критической массы от толщины отражающей оболочки) прямые экс-

периментальные значения критических масс плутония в ряде случаев были пересчитаны к их значениям для сплошных шаров с нормальной плотностью металла. В случае сборок с отражающими оболочками при пересчете толщина оболочки оставалась такой же, как и в опыте, а плотность принималась равной нормальной плотности материала оболочки. Пересчет производился в односкоростном приближении методом сферических гармоник. Проверка правильности расчета проводилась путем сравнения экспериментальных и расчетных данных при небольших вариациях средней плотности материалов АЗ и отражателя и размеров центральной полости. Было показано, что пересчет не вносит сколько-нибудь существенной ошибки в значения критических масс.

Результаты экспериментов

Во ВНИИЭФ были изучены размножающие характеристики и критические параметры около 200 сборок, содержащих в активной зоне металлический плутоний. В качестве отражателя в критических сборках использовались: вода, полиэтилен, плексиглас, медь, графит, сталь, дюралюминий, бериллий, окись бериллия, естественный уран, ^{238}U , бетон, свинец, вольфрам, никель, V_4C , молибден, титан, V_4C + полиэтилен, диффузионное масло, цирконий, кадмий + полиэтилен, четырехфтористый углерод, гидрид лития и др. Отражающая оболочка содержала один или два из указанных материалов и либо вплотную прилегал к АЗ, либо была отдалена от нее на некоторое расстояние. В большинстве сборок АЗ имела форму сплошного или полого шара, в некоторых сборках – форму полушария.

Результаты экспериментов представлены в табл. 1–12. Отметим, что данные табл. 4 позволяют построить зависимости критической массы плутония от толщины отражателя. На рис. 5 в качестве примера приведены такие зависимости для отражателей из ^{238}U , Fe, Al.

Таблица 1

Основные компоненты сплавов плутония [4]

Фазовое состояние	Принятые обозначения	^{239}Pu	^{240}Pu	^{241}Pu	N1	Ga
		Массовая доля, %				
Плутоний в δ -фазе	Pu(δ)-I	96,42	1,77	–	1,2	1,69
Плутоний в δ -фазе	Pu(δ)-II	87,87	9,06	1,02	0,9	1,68
Плутоний в α -фазе	Pu(α)	88,25	9,90	1,60	–	–

Таблица 2

Критические массы шаров из плутония без отражателя

Делящийся материал	Средняя плотность, г/см ³	Критическая масса, кг
Pu(δ)-I	15,7	16,9 ± 0,1
Pu(α)	19,5	10,6 ± 0,1

Таблица 3

Коэффициенты умноженияборок с активной зоной из Pu(δ)-I плотностью 15,3 г/см³ и сферическими оболочками из различных материалов

Материал отражателя, его плотность, г/см ³	Наружный радиус отражателя*, см	Коэффициент умножения для активной зоны с наружным радиусом, см			
		3,15	4,02	4,66	5,35
Уран естественный, $\rho = 18,4$	6,75	1,70	2,63	4,00	7,94
	9,15	1,82	3,12	5,88	87,6
	15,00	1,89	3,85	13,3	–
	25,00	2,00	4,35	30,3	–
Полиэтилен, $\rho = 0,91$	6,00	1,72	2,50	–	–
	7,55	–	–	4,76	9,43
	9,15	1,96	3,45	6,25	25,6
	23,0	2,00	3,57	7,69	–
Графит, $\rho = 1,60$	8,00	1,67	2,63	4,00	8,54
	15,0	1,79	2,94	5,55	50,0
	35,0	1,80	3,57	–	–
Дюралюминий, $\rho = 2,55$	7,55	1,58	2,35	3,34	6,06
	9,15	1,62	2,38	3,57	7,14
	15,00	1,67	2,57	4,17	10,4
	25,0	1,70	2,63	4,66	14,9
Железо, $\rho = 7,50$	7,55	1,67	2,53	3,75	8,00
	9,15	–	2,57	4,24	11,00
	15,0	1,70	2,78	5,27	32,3
	25,0	–	2,90	5,88	–

Примечание: * внутренний радиус АЗ во всех сборках был равен 1,4 см; внутренний радиус отражателя равен наружному радиусу АЗ.

Таблица 4

Критические массы сплошных шаров из Pu(δ)-I плотностью 15,7 г/см³ в сферических отражателях

Материал отражателя, его плотность, г/см ³	Толщина отражателя, см	Критическая масса, кг	Материал отражателя, его плотность, г/см ³	Толщина отражателя, см	Критическая масса, кг
Бериллий, $\rho = 1,84$	1,5	11,5±0,1	Плексиглас, $\rho = 1,20$	3,4	10,4±0,3
	3,8	8,7±0,05			
	6,1	6,9±0,1			
	13,4	5,0±0,1			
	17,2	4,3±0,1			
Окись бериллия, $\rho = 2,70$	4,0	8,2±0,4	Кадмий + плексиглас, $\rho_{Cd} = 8,6, \rho_{пл} = 1,20$	3,2	11,0±0,2
	6,4	6,8±0,3		5,5	9,9±0,3
				11,3	9,6±0,3
Уран естественный, $\rho = 18,8$	1,3	12,5±0,12	Карбид бора + плексиглас, $\rho_{B_4C} = 1,0, \rho_{пл} = 1,20$	3,2	12,6±0,3
	3,8	8,9±0,08		6,6	11,0±0,3
	8,3	7,2±0,1		12,3	11,0±0,3
	20,3	6,1±0,07			
Графит, $\rho = 1,70$	2,0	12,4±0,12	Диффузионное масло Д-1, $\rho = 0,91$	3,4	9,9±0,3
	9,2	8,6±0,1		8,2	8,5±0,2
	39,2	6,6±0,2		16,2	8,3±0,2

Окончание табл. 4

Материал отражателя, его плотность, г/см ³	Толщина отражателя, см	Критическая масса, кг	Материал отражателя, его плотность, г/см ³	Толщина отражателя, см	Критическая масса, кг
Медь, $\rho = 8,90$	1,5	12,3±0,12	Железо, $\rho = 7,80$	1,80	12,8±0,12
	4,9	9,1±0,1		6,7	9,3±0,2
	8,7	8,0±0,2		12,1	8,7±0,1
		19,5		8,5±0,1	
Вода, $\rho = 1$	2,3	12,2±0,2	Цирконий, $\rho = 6,5$	1,2	13,0±0,2
	8,9	8,9±0,2		6,0	10,1±0,3
	16,2	8,3±0,2			
Вода тяжелая, $\rho = 1,1$	1,3	13,1±0,2	Бетон марки 200, $\rho = 2$	2,4	12,9±0,2
				10,2	9,4±0,2
23,5	8,6±0,3				
Полиэтилен, $\rho = 0,93$	1,6	12,8±0,12	Свинец, $\rho = 11,1$	3,0	13,1±0,3
	4,5	9,4±0,1		5,8	11,1±0,3
	9,8	7,7±0,1		12,3	9,6±0,3
	25,2	7,2±0,1			
Кадмий + полиэтилен*, $\rho_{Cd} = 8,6, \rho_{пол} = 0,93$	2,6	12,4±0,15	Дюралюминий, $\rho = 2,7$	3,2	12,9±0,13
	5,3	11,1±0,2		10,8	10,5±0,4
	12,3	10,9±0,2		19,5	10,0±0,3
Карбид бора + полиэтилен*, $\rho_{B_4C} = 1,0, \rho_{пол} = 0,93$	2,4	12,9±0,2	Гидрид лития естественного, $\rho = 0,77$	10,0	12,2±0,4
	3,1	12,4±0,2		14,0	12,2±0,4
	5,0	12,0±0,2		19,0	12,4±0,4
	9,2	12,0±0,2	Четыреххлористый углерод, $\rho = 1,59$	3,1	14,5±0,4
				7,1	13,9±0,4
			19,0	13,0±0,2	

Примечание: * слой Cd толщиной ~0,5 мм (или В₄С толщиной ~8 мм) расположен между АЗ и отражателем. Приведенная в таблице толщина отражателя – суммарная.

Таблица 5

Критическая масса сплошных шаров из Pu(δ)-II плотностью 15,7 г/см³ в сферическом отражателе из естественного урана и полиэтилена

Материал отражателя, его плотность, г/см ³	Толщина отражателя, см	Критическая масса Pu(δ)-II, кг
Уран естественный, $\rho = 18,8$	3,8	9,4±0,1
Полиэтилен, $\rho = 0,93$	5,6	9,2±0,1

Таблица 6

Критическая масса сплошных шаров из Pu(α) плотностью 19,5 г/см³ в сферических отражателях

Материал отражателя, его плотность, г/см ³	Толщина отражателя, см	Критическая масса, кг
Бериллий, $\rho = 1,84$	2,1	6,94±0,07
	8,2	4,50±0,06
	9,2	4,31±0,05
	17,5	3,60±0,06
Полиэтилен, $\rho = 0,93$	3,7	6,73±0,07
	11,0	5,3±0,2

Окончание табл. 6

Материал отражателя, его плотность, г/см ³	Толщина отражателя, см	Критическая масса, кг
Железо, $\rho = 7,80$	4,5	$7,02 \pm 0,07$
Уран естественный, $\rho = 18,8$	2,1	$7,18 \pm 0,07$
	2,9	$6,52 \pm 0,06$
	11,0	$4,74 \pm 0,05$
	21,0	$4,50 \pm 0,05$
Графит, $\rho = 1,70$	4,5	$7,0 \pm 0,1$
	31,0	$4,75 \pm 0,05$

Таблица 7

Критические массы полых шаров из Pu (δ)-I в сферических отражателях

Отражатель		Активная зона		
Материал, его плотность, г/см ³	Толщина, см	Внутренний радиус, см	Плотность, г/см ³	Критическая масса, кг
Железо, $\rho = 7,50$	2,2	3,15	15,3	$17,7 \pm 0,3$
	34,5	3,15	15,2	$11,8 \pm 0,3$
	10,4	4,02	15,3	$15,5 \pm 0,2$
Графит, $\rho = 1,55$	2,6	3,15	15,3	$17,7 \pm 0,3$
	4,3	3,15	14,1	$16,3 \pm 0,3$
	15,9	3,15	15,2	$11,8 \pm 0,2$
	29,3	3,15	15,3	$10,1 \pm 0,4$
	46,6	3,15	15,3	$9,8 \pm 0,5$
	10,7	4,02	15,3	$15,5 \pm 0,2$
	28,5	4,02	14,9	$12,4 \pm 0,3$
	28,5	4,66	15,3	$13,9 \pm 0,3$
37,7	4,66	15,3	$13,2 \pm 0,3$	
Дюралюминий, $\rho = 2,55$	4,3	3,15	15,3	$17,7 \pm 0,2$
Полиэтилен, $\rho = 0,93$	5,0	3,15	15,8	$12,3 \pm 0,2$
	9,7	3,15	15,0	$11,6 \pm 0,2$
	4,4	4,02	15,3	$15,5 \pm 0,2$
	8,4	4,66	16,2	$14,0 \pm 0,3$
	15,7	4,66	15,3	$13,2 \pm 0,2$
Уран естественный, $\rho = 18,4$	5,0	3,15	15,2	$11,8 \pm 0,1$
	4,3	4,02	14,7	$15,0 \pm 0,3$
	6,8	4,02	15,1	$12,9 \pm 0,3$
	7,7	4,02	15,0	$12,4 \pm 0,2$
	8,3	4,66	15,6	$13,5 \pm 0,2$
	8,7	4,66	15,4	$13,3 \pm 0,2$

Таблица 8

Критические параметры сборок из полых шаров Pu(δ)-I в сферических отражателях при заполнении центральной полости в активной зоне материалом отражателя

Внешний отражатель и наполнитель центральной полости		Активная зона Pu(δ)-I			Изменение критической массы при заполнении центральной полости*, %	Изменение подкритичности при заполнении центральной полости, 1000/Q**
Материал, его плотность, г/см ³	Толщина отражателя, см	Внутренний радиус, см	Плотность, г/см ³	Критическая масса, кг		
Железо, $\rho = 7,50$	11,3	4,02	15,3	15,2±0,2	+0,65	+9
Уран естественный, $\rho = 18,4$	7,7	4,02	15,0	12,3±0,2	-0,81	-14
Полиэтилен, $\rho = 0,90$	8,4	4,66	14,8	12,8±0,3	-21,0	-105

Примечания: * «плюс» и «минус» при численных значениях означают соответственно увеличение и уменьшение критической массы при заполнении центральной полости неделяющимся материалом; ** Q – коэффициент умножения от центрального источника.

Таблица 9

Критическая масса сплошных шаров из Pu(δ)-I плотностью 15,7 г/см³ в сборках с отражателем, составленным из двух слоев

Активная зона из Pu(δ)-I		Состав и размеры внутреннего слоя отражателя			Толщина наружного слоя из железа, $\rho = 7,5$ г/см ³
Наружный радиус, см	Критическая масса, кг	Материал	Плотность, г/см ³	Толщина слоя, см	
4,96	8,0±0,3	Полиэтилен	0,90	0,8	19,2
4,76	7,1±0,3	Полиэтилен	0,90	1,6	18,6
4,75	7,0±0,3	Полиэтилен	0,90	4,1	16,1
5,08	8,6±0,3	Графит	1,60	1,6	18,3
5,02	8,3±0,3	Графит	1,60	5,9	14,1
5,12	8,8±0,2	Свинец	10,8	2,4	17,5

Таблица 10

Параметры критических сборок с воздушным зазором между активной зоной и отражающей оболочкой

Активная зона в виде полого шара из Pu(δ)-I	Симметричный воздушный зазор между активной зоной и отражателем, см	Толщина сферической оболочки из естественного урана, см ($\rho = 18,4$ г/см ³)
Внутренний радиус 3,15 см	1,6	12,6
Наружный радиус 6,00 см	1,8	13,8
Критическая масса 11,8±0,2 кг	2,4	20,4

Таблица 11

Критическая масса полушаров из Pu(δ)-I, окруженных оболочками из графита, естественного урана и полиэтилена

Активная зона из Pu(δ)-I в виде полушара			Отражатель*			Отношение критических масс полушара и сплошного шара
Наружный радиус, см	Плотность, г/см ³	Критическая масса, кг	Материал	Плотность, г/см ³	Наружный радиус, см	
6,00	15,1	6,8±0,1	Естественный уран	18,4	32,5	1,10
6,75	14,2	9,2±0,2	Графит	1,60	35,0	1,15
6,75	15,1	9,6±0,1	Полиэтилен	0,90	22,0	1,20

Примечание: * отражатель состоял из полусферического слоя, прилегающего к внешней полусфере АЗ, и полушара, прилегающего к плоской поверхности АЗ.

Таблица 12

Критические сборки с шарами из Pu(δ)-I и Pu(δ)-II в сферических оболочках из обогащенного урана с содержанием изотопа ²³⁵U 89,6 %

Плутоний			Обогащенный уран		
Состав и плотность, г/см ³	Внутренний радиус, см	Масса, кг	Наружный радиус, см	Плотность, г/см ³	Масса, кг
Pu(δ)-I ρ = 15,3	0	2,00±0,01	8,40	18,4	43,3±0,1
	0	4,15±0,02	7,73	18,4	30,7±0,2
	1,4	6,30±0,02	7,55	18,2	24,4±0,1
	0	9,80±0,03	6,85	18,5	13,0±0,1
	1,4	13,60±0,04	6,78	18,6	7,40±0,1
Pu(δ)-II ρ = 15,5	1,4	6,40±0,03	7,55	18,4	25,5±0,1

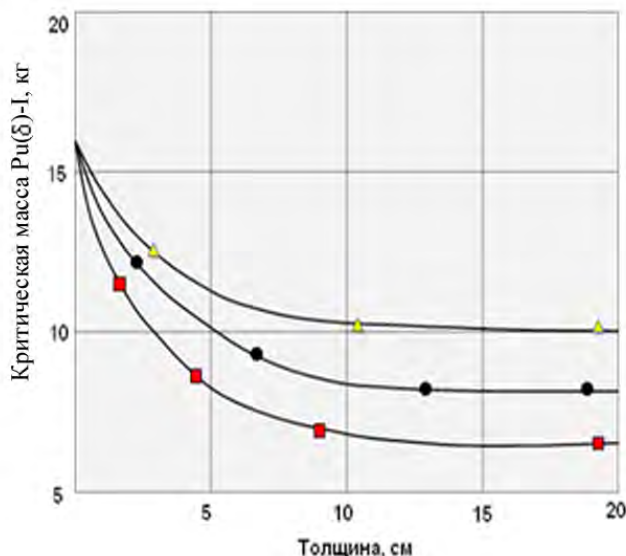


Рис. 5. Зависимость критической массы шара из Pu(δ)-I от толщины отражателя: ■ – U-238; ● – Fe; ▲ – Al

Заключение

Представлен краткий обзор методики проведения экспериментов в РФЯЦ-ВНИИЭФ по изучению характеристик размножения нейтронов и критических масс сборок, содержащих металлические делящиеся материалы. Приведены результаты измерений критических масс плутония в α - и δ -фазах с различным изотопным составом, выполненных в РФЯЦ-ВНИИЭФ М. И. Кувшиновым, А. А. Малинкиным, Б. Д. Сциборским, В. А. Давиденко, В. П. Егоровым в 1956–1965 гг. [1].

Во ВНИИЭФ были изучены размножающие характеристики и критические параметры около 200 сборок, содержащих в активной зоне металлический плутоний. При этом использовались детали из сплава плутония в α - и δ -фазах с различным содержанием нуклида ^{239}Pu : ^{239}Pu (96,4 %) в δ -фазе, ^{239}Pu (87,9 %) в δ -фазе, ^{239}Pu (88,3%) в α -фазе. Изучались также сборки, в состав которых одновременно входили детали из ^{239}Pu (95,4 %) в δ -фазе и ^{235}U (89,6 %). Экспериментальные данные были необходимы для решения задач ядерной критической безопасности при производстве, хранении и транспортировке деталей из металлического плутония.

Многообразие технологических операций, выполняемых при изготовлении деталей и обращении с ними, потребовало проведения многочисленных критических экспериментов, результаты которых использованы для разработки правил по ядерной безопасности при обращении с металлическим плутонием.

На основании экспериментальных данных о размножающих характеристиках сборок, содержащих ДМ, были разработаны и внедрены в промышленность защищающие контейнеры, обеспечивающие ядерную безопасность при хранении и транспортировке металлического плутония.

Параметры критических сборок использовались для верификации ядерных констант. Часть сравнительных расчетных и экспериментальных данных включена в Международный справочник по ядерной безопасности [4] и информационный материал МАГАТЭ [5].

Выполненный недавно в РФЯЦ-ВНИИЭФ (с применением современных программ метода Монте-Карло и международных библиотек оцененных ядерных констант) анализ точности ядерно-физической информации для некоторых из упомянутых в данной статье критических сборок показал хорошее согласие расчетных и экспериментальных данных [2], что свидетельствует об актуальности представленной информации.

Подобный расчетный анализ точности ядерно-физической информации был бы целесообразен для всех экспериментально изученных ранее во ВНИИЭФ критических сборок с целью возможности использования ее в качестве бенчмарк-данных.

Список литературы

1. Kuvshinov M. I., Voinov A. M., Zagrafov V. G. The history of works on nuclear criticality in RFNC-VNIEF // Proc. of the 1st Int. conf. on nuclear criticality safety. Albuquerque, New Mexico, USA, September 17–21, 1995.
2. Кувшинов М. И., Колесов В. Ф. Нейтронные характеристики критической сборки из ^{239}Pu в δ -фазе без отражателя // Тез. докл. XI Межд. семинара «Фундаментальные свойства плутония». – Снежинск: РФЯЦ-ВНИИТФ, 2011. С. 224.
3. Кувшинов М. И., Воронцов С. В., Горелов В. П. и др. Тестовые критические эксперименты на установке ФКБН-2М // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика и техника ядерных реакторов. 2000. Вып. 2/3. С. 142–149.

4. International Handbook of Evaluated Critical Safety Benchmark Experiments. Vol. I-VII. – Paris, 2006.
5. Kuvshinov M. I., Gorelov V. P., Egorov V. P., Il'yin V. I. Measurements of critical parameters of ^{239}Pu and ^{235}U spherical assemblies, which contain nickel as a reflector and filler of the central cavity, for the purpose of nuclear date testing. Final Report Research Contract 10079 IAEA, INDC, Vienna, December 1999.

Critical Experiments on the Assemblies with Plutonium Metal Carried out in RFNC-VNIIEF

S. V. Vorontsov, M. I. Kuvshinov

Reported is a brief review of a procedure for experiments on studying of neutron characteristics of neutron multiplication and critical masses of assemblies, containing metal fissile materials to be performed in RFNC-VNIIEF. Presented are measurement results of critical masses of assemblies made of plutonium in α - and δ -phases with different isotope composition, performed in RFNC-VNIIEF by M. I. Kuvshinov, A. A. Malinkin, B. D. Stsiborskii, V. A. Davidenko, V. P. Yegorov in 1956–1965.

УДК 621.039.53

Некоторые вопросы проектирования исполнительных механизмов импульсных ядерных реакторов

И. А. Никитин

Приводится описание режимов генерирования импульса делений на аperiodическом импульсном реакторе и рассматривается назначение рабочих органов. Представлены основные требования по обеспечению ядерной безопасности, предъявляемые к исполнительным механизмам на стадии проектирования, и общие требования к ним при эксплуатации. В зависимости от функционального назначения рабочего органа обсуждаются подходы к определению технических параметров исполнительного механизма и его принципиальной схемы. Показано, что эти подходы можно использовать на стадии проектирования исполнительных механизмов импульсного ядерного реактора.

Введение

Мировой опыт создания ядерных установок различного применения насчитывает более 60 лет. За это время сформированы общие принципы и подходы, являющиеся неотъемлемыми требованиями при проектировании и эксплуатации как отдельно взятого элемента, узла или оборудования, так и ядерной установки в целом.

Ядерные реакторы в зависимости от назначения делятся на энергетические и исследовательские. Независимо от назначения ядерного реактора управление им осуществляется перемещением рабочих органов (РО) в активной зоне с помощью привода исполнительных механизмов (ИМ) посредством системы управления и защиты (СУЗ). В состав ИМ входит привод, РО и соединительный элемент между ними.

Импульсные реакторы представляют собой специфическую разновидность исследовательских реакторов и предназначены для генерирования контролируемых и повторяемых вспышек деления атомных ядер на мгновенных нейтронах [1]. Импульсные реакторы являются реакторами «нулевой» мощности, т. е. они не предназначены для выработки энергии. В связи с этим в активной зоне не происходит накопления большого количества осколков деления ядер, что характерно для энергетических ядерных реакторов. Основным типом таких устройств являются аperiodические импульсные реакторы (АИР), в которых вспышка делений генерируется быстрым вводом избыточной реактивности, а «гашение» происходит за счет отрицательной обратной связи между реактивностью и энерговыделением в активной зоне, обусловленной свойствами материала и конструкцией активной зоны. Указанная специфика работы АИР является принципиальным отличием от работы стационарного ядерного реактора.

Характер управления быстрым импульсным реактором определяется особенностями режимов работы конкретного устройства. На АИР используются следующие режимы работы: статический и квазиимпульсный (квазистатический) на запаздывающих нейтронах, импульсный на мгновенных нейтронах. Способ генерирования импульса на мгновенных нейтронах определяется конструкцией активной зоны и импульсного блока, может производиться с остановкой блока в центре

активной зоны либо с пролетом через нее. Режимы работы различаются функциональным назначением, предельными уровнями основных параметров, значениями уставок в системе аварийной защиты и алгоритмом управления.

В современных литературных источниках достаточно хорошо представлен материал по основам проектирования ИМ и управления стационарными ядерными реакторами и др. [2, 3]. В то же время технические подходы, которые необходимо использовать разработчику на стадии проектирования ИМ АИР, в литературе отражены неполно.

В настоящей работе рассматриваются вопросы, которые необходимо решать на стадии проектирования ИМ АИР с учетом функционального назначения РО:

- нормативные требования, включая практические рекомендации;
- определение параметров (скорость и время перемещения РО, контроль перемещения РО и точность его позиционирования);
- выбор принципа действия механизма;
- выбор кинематической схемы;
- выбор основных конструктивных элементов (двигатель, датчики положения, перемещения и др.);
- определение основных габаритных и привязочных размеров механизма.

1. Назначение исполнительных механизмов в режиме генерирования импульса делений

В общем случае активная зона быстрого АИР состоит из блоков: неподвижного (НБ), безопасности (ББ), регулирования (БР) и импульсного (ИБ). Блок безопасности, БР и ИБ входят в состав исполнительных механизмов. Каждый ИМ выполняет строго регламентируемую функцию, определяемую назначением РО. С помощью ИМ производится калибровка реактора на стадии подготовки к импульсу и быстрый перевод его в надкритическое состояние по мгновенным нейтронам.

Генерирование импульса на АИР может проводиться как при «слабом», так и «сильном» источнике нейтронов, когда $S\tau \ll 1$ и $S\tau \gg 1$, где S – интенсивность источника нейтронов, τ – среднее время жизни мгновенного нейтрона в системе.

Предварительная калибровка реактора, т. е. подбор стартовой конфигурации, выполняется с выводом АИР на малый уровень мощности. Операция проводится с внешним источником нейтронов $\sim 10^5 - 10^6$ нейтр./с. В качестве внешнего источника нейтронов используются Pu-Be, ^{252}Cf и др. Далее ББ и источник нейтронов выводятся из активной зоны в целях «высвечивания» накопившихся предшественников запаздывающих нейтронов. В данном состоянии система выдерживается ~ 20 мин. В результате процедуры «высвечивания» достигается предельно низкий уровень мощности реактора, равный $\sim 10^{-6}$ Вт. Этот уровень мощности определяется нейтронами спонтанного деления урана и нейтронами фона. После процедуры «высвечивания» блок безопасности повторно вводится в активную зону в фиксированное положение, соответствующее стартовой реактивности реактора. Далее производится быстрый ввод ИБ с целью перевода реактора на заданный уровень положительной реактивности выше критического состояния по мгновенным нейтронам. Температурное расширение активной зоны переводит реактор в состояние ниже критического по мгновенным нейтронам. Остаточное плато мощности («хвост» импульса) гасится с помощью сброса ББ и блоков управления реактивностью, что переводит реактор ниже критического состояния с учетом запаздывающих нейтронов.

В стартовом состоянии реактора при «слабом» источнике имеет место значительная флуктуационная задержка в развитии импульса делений. Причина стохастической задержки заключается в том, что в соответствии с законами теории вероятности даже в надкритическом по мгновенным нейтронам реакторе инициировать устойчивую цепь делений способна лишь небольшая доля появляющихся в реакторе нейтронов. Другие нейтроны или вообще не производят делений, или производят лишь обрывающиеся цепи делений. При «слабом» источнике нейтронов время между окончанием ввода ИБ и вспышкой делений может изменяться от долей секунды до нескольких секунд.

Необходимо отметить, что продолжительность процедуры «высвечивания» должна быть по возможности более короткой, поскольку на этом этапе ввиду очень низкой плотности потока нейтронов утечки СУЗ реактора не реагирует на изменения в активной зоне и ее окружении. По этой причине могут оказаться незамеченными случайные перемещения, например, облучаемых объектов и т. д., способные привести к повышению избыточной реактивности в момент инициирования импульса.

В результате задержки развития импульса делений отпадает необходимость большой скорости ввода ИБ (> 10 м/с). В то же время большие флуктуации создают неудобства в управлении реактором, в частности затрудняется возможность синхронизации импульса делений с ИМ СУЗ, а также с экспериментальной аппаратурой. Для устранения этой неопределенности в момент ввода максимальной реактивности ИБ используют внешний генератор D, T-нейтронов, который в нужное время инициирует всплеск нейтронов. Вероятность (W) для каждого нейтрона образовывать устойчивую цепочку делений составляет $W \sim \rho \approx 10^{-3}$ (где ρ – реактивность на мгновенных нейтронах). Если число нейтронов в импульсе от внешнего источника $10^8 - 10^9$, то в активной зоне реактора стартует $10^5 - 10^6$ устойчивых цепочек делений [4]. Такое число цепочек обеспечивает практически полностью детерминированное развитие импульса с незначительными флуктуациями.

Другой возможный способ снижения флуктуаций при генерировании импульса делений заключается в применении «сильного» постоянного источника нейтронов ($S \geq 10^8$ нейтр./с). Генерирование импульса производится с небольшой мощностью ~ 1 Вт. Здесь скорость ввода реактивности a влияет на энергию импульса примерно как \sqrt{a} [4]. Чтобы получить импульс достаточной интенсивности, нужно обеспечить очень большую скорость ввода реактивности в активную зону. Для получения требуемых параметров импульса скорость перемещения ИБ должна составлять 10–40 м/с и более. Вопросы динамики быстрого импульсного реактора при генерировании импульса делений, и в частности вопрос определения оптимальной скорости ИБ при наличии в реакторе «сильного» источника нейтронов, рассмотрены в работе [5]. Генерирование импульса делений с применением «сильного» постоянного источника нейтронов характеризуется более безопасной процедурой исполнения.

2. Подходы проектирования исполнительных механизмов

Из сказанного выше следует, что в зависимости от режима работы импульсного реактора и функционального назначения РО конкретный ИМ должен выполнять строгую последовательность действий с обеспечением требуемых технических параметров, непосредственно влияющих на безопасную работу установки.

К основным требованиям обеспечения ядерной безопасности при проектировании ИМ СУЗ относятся:

- надежное перемещение РО в направлении уменьшения реактивности;
- ограничение скорости ввода реактивности;
- исключение самопроизвольного перемещения РО;
- быстрое действие аварийной защиты.

Исполнительные механизмы разрабатываются применительно к конкретным реакторным установкам и являются их составными элементами. Ядерный реактор и ИМ тесно взаимосвязаны: конструкция реактора оказывает существенное влияние на конструктивное выполнение ИМ. Конструкцию ИМ целесообразно рассматривать совместно с реакторной установкой, для которой он спроектирован, с учетом специфических условий ее работы и особенностей системы управления, которая также оказывает большое влияние на выбор принципиальной конструктивной схемы ИМ.

Рабочие органы в АИР используются, с одной стороны, как в обычном реакторе, для обеспечения его безопасности при выходе на мощность и определения стартовой реактивности, а с другой стороны, выполняют функции быстрого ввода реактивности при работе в импульсном режиме. Согласно общепринятым требованиям ИМ СУЗ в процессе эксплуатации должны надежно обеспечивать: требуемую скорость или диапазон скоростей, управление положением РО, контроль перемещения РО и аварийное срабатывание РО.

2.1. Скорость перемещения РО

Согласно [6] технические средства должны обеспечивать ввод положительной реактивности из подкритического состояния реактора посредством РО (группой РО) СУЗ со скоростью не более $0,07\beta_{эф}/с$ ($\sim 5 \cdot 10^{-4} с^{-1}$). (На стадии проектирования ИМ для реактора с активной зоной из высокообогащенного ^{235}U значение эффективной доли запаздывающих нейтронов можно принять равным $\beta_{эф} \approx 0,007$.)

Исходя из опыта эксплуатации энергетических ядерных реакторов и исследовательских установок, рекомендованы следующие оптимальные значения скорости ввода реактивности при перемещении РО посредством ИМ:

– «ИМ должен перемещать РО в направлении увеличения или уменьшения реактивности приблизительно со скоростью $10^{-4} с^{-1}$ в той части активной зоны реактора, где РО наиболее эффективен» [2], что соответствует $\sim 0,014 \beta_{эф}/с$;

– «скорость перемещения РО должна быть порядка $0,02 \beta_{эф}/с$ » [7], что соответствует $\sim 1,4 \cdot 10^{-4} с^{-1}$.

Как видим, требования к скоростям ввода реактивности практически одинаковы и их значения существенно ниже предельного значения, регламентируемого правилами [6].

На примере реактора БР-К1 представим последовательность определения исходных параметров электромеханического и пневматического приводов при проектировании ИМ ИБ. Ввиду отсутствия исходной расчетной зависимости эффективности ИБ воспользуемся фактической зависимостью, полученной при физическом пуске реактора. При этом полагаем, что современные методы расчета ядерно-физических характеристик АИР обеспечивают хорошее согласие с экспериментальными данными.

При проектировании ИМ АИР для работы в режимах регулирования и подбора стартовой реактивности также целесообразно принимать номинальное значение скорости ввода реактивности в 4–5 раз меньше предельно допустимого значения, что ведет к следующему:

- повышает безопасность управления реактором;
- дает возможность при необходимости реализовать в приводе ИМ дискретный набор линейных скоростей перемещения РО как в меньшую, так и в большую сторону;
- позволяет компенсировать возможные неточности расчетной (теоритической) зависимости $\rho(h)$ и значения $\beta_{эф}$, которые используются на этапе определения исходных параметров привода ИМ;
- дает возможность учесть изменение состояния реактора при проведении различных экспериментов¹.

Характер изменения эффективности ИБ при перемещении его электромеханическим приводом относительно активной зоны из крайнего нижнего положения ($h = -420$ мм) до максимума ввода реактивности ($h = 0$ мм) имеет вид [8]:

$$\rho_{ИБ}(h) = 1,21541 + 6,55332 \cdot 10^{-5} h - 2,43665 \cdot 10^{-5} h^2 + 5,58715 \cdot 10^{-8} h^3 - 3,58325 \cdot 10^{-11} h^4, \quad (1)$$

где h измеряется в мм; $\rho_{ИБ}(h)$ – в $\beta_{эф}$.

Изменение реактивности при перемещении ИБ начинается с координаты $-401,4$ мм. Для проведения дальнейших расчетов преобразуем уравнение (1) к виду

$$\rho_{ИБ}(h) = -0,0309 + 0,0015h + 8 \cdot 10^{-6} h^2 + 4 \cdot 10^{-9} h^3 - 4 \cdot 10^{-11} h^4. \quad (2)$$

Из уравнения (2) определяем зависимость эффективности ИБ от перемещения относительно активной зоны реактора БР-К1, которая представлена на рис. 1.

На рис. 1 показан также параметр $(\delta\rho/\delta h)$, который является производной от функции $\rho(h)$ и определяет изменение (вклад) реактивности при перемещении ИБ вдоль активной зоны.

Принимаем, что номинальная скорость ввода реактивности в точке наибольшей эффективности РО равна $0,014 \beta_{эф}/с$. Значение линейной скорости перемещения РО в мм/с, которую должен обеспечивать электромеханический привод, определяем по формуле, рекомендованной в работе [2]:

$$v = \frac{L}{Fk} a, \quad (3)$$

где a – скорость ввода реактивности, $\beta_{эф}/с$; L – перемещение РО, мм; k – полная эффективность РО, $\beta_{эф}$; F – коэффициент, отражающий эффективность в рабочей точке по сравнению со средней эффективностью. Значение коэффициента F определяется из графиков рис. 1.

Полная эффективность ИБ составляет $1,21 \beta_{эф}$. Значение перемещения ИБ $401,4$ мм. Среднее и максимальное значения параметра $\delta\rho/\delta h$ составляют $0,003 \beta_{эф}/мм$, и $0,0041 \beta_{эф}/мм$ соответственно, а коэффициент $F \approx 1,37$. Подставляя эти значения в формулу (3), определим номинальную линейную скорость перемещения ИБ: $v_{ИБ} \approx 3,4$ мм/с.

¹В реакторе БР-К1 размещение свинцового фильтра в канале горизонтальной загрузки вызывает увеличение реактивности реактора на $\sim 2,3 \beta_{эф}$, эффективность ИБ возрастает на $\sim 0,12 \beta_{эф}$ [8].

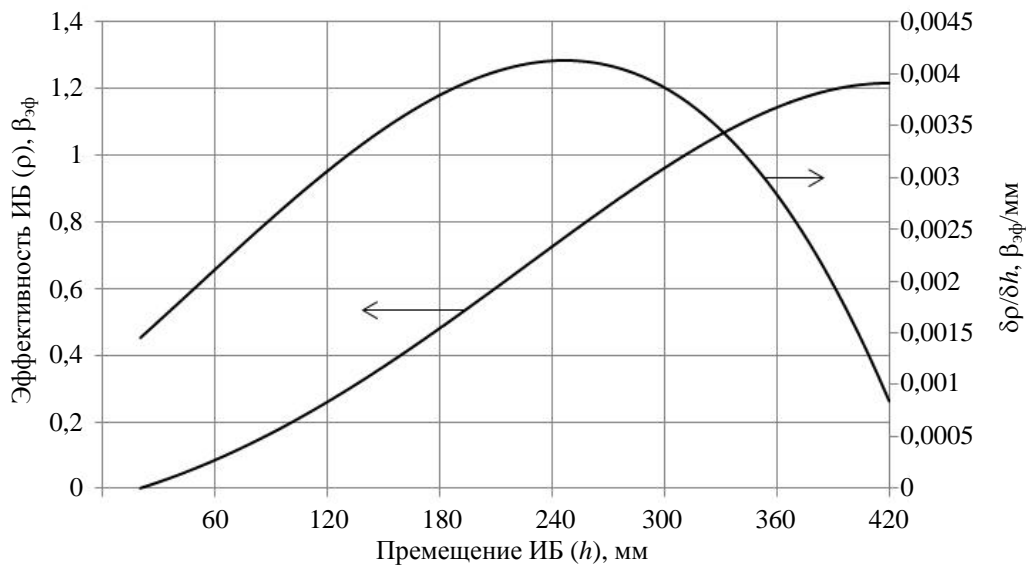


Рис. 1. Зависимость эффективности ИБ и параметра $\delta\rho/\delta h$ от перемещения ИБ относительно активной зоны реактора БР-К1

В реальной конструкции ИМ ИБ электромеханический привод с шаговым двигателем (Ш-2,65/20-01) обеспечивает несколько дискретных скоростей перемещения РО в интервале от 0,025 до 3,25 мм/с (0,025; 0,01; 0,02; 0,4; 0,8; 1,6; 3,25 мм/с).

Взаимосвязь между скоростью ввода реактивности, параметром $\delta\rho/\delta h$ и линейной скоростью перемещения определяется функционалом

$$f(a) = f\left(\frac{\delta\rho}{\delta h}\right) f(v). \quad (4)$$

Выше отмечено, что в АИР генерирование импульса деления ядер на мгновенных нейтронах происходит за счет быстрого ввода в активную зону начальной избыточной реактивности, значение которой определяет энерговыделение за импульс. В некоторых АИР, например на реакторе БАРС, практикуется режим генерирования импульса, когда энерговыделение в активной зоне определяется, в основном, скоростью ввода реактивности, а не собственным значением избыточной реактивности [9]. Быстрый ввод реактивности на АИР обеспечивается ускоренным перемещением ИБ, при этом скорость ввода реактивности в активную зону имеет нелинейную зависимость, где максимальное значение может достигать десятков и даже сотен $\beta_{эф}/с$.

На реакторе БР-К1, где предусмотрен импульсный режим работы в случае «сильного» источника нейтронов, определим скорость ввода реактивности импульсным блоком. В этом случае производится быстрое перемещение ИБ снизу вверх вдоль активной зоны, при этом скорость перемещения в момент ввода максимальной реактивности должна составлять ~ 15 м/с. Такая скорость перемещения в ИМ ИБ достигается с помощью пневматического привода.

Воспользуемся зависимостью скорости перемещения ИБ, представленной в работе [10], которая определена согласно расчетным моделям [11]. Зависимость линейной скорости перемещения ИБ от времени на реакторе БР-К1 представлена на рис. 2.

Зависимость скорости ввода реактивности ИБ, вычисленная по формуле (4), также представлена на рис. 2.

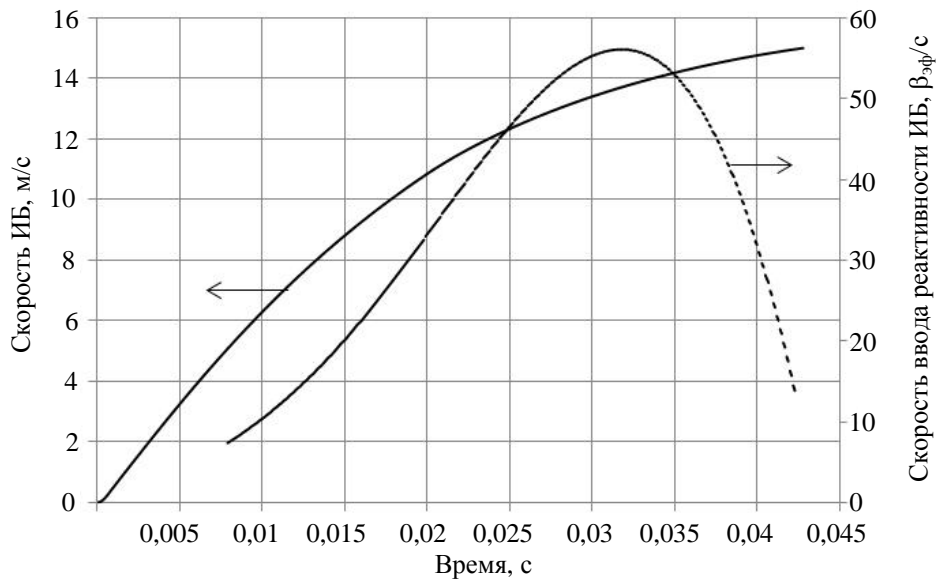


Рис. 2. Зависимость линейной скорости и скорости ввода реактивности от времени при перемещении ИБ в активной зоне реактора БР-К1

Зависимости линейной скорости и скорости ввода реактивности от перемещения ИБ в активной зоне реактора БР-К1 представлены на рис. 3.

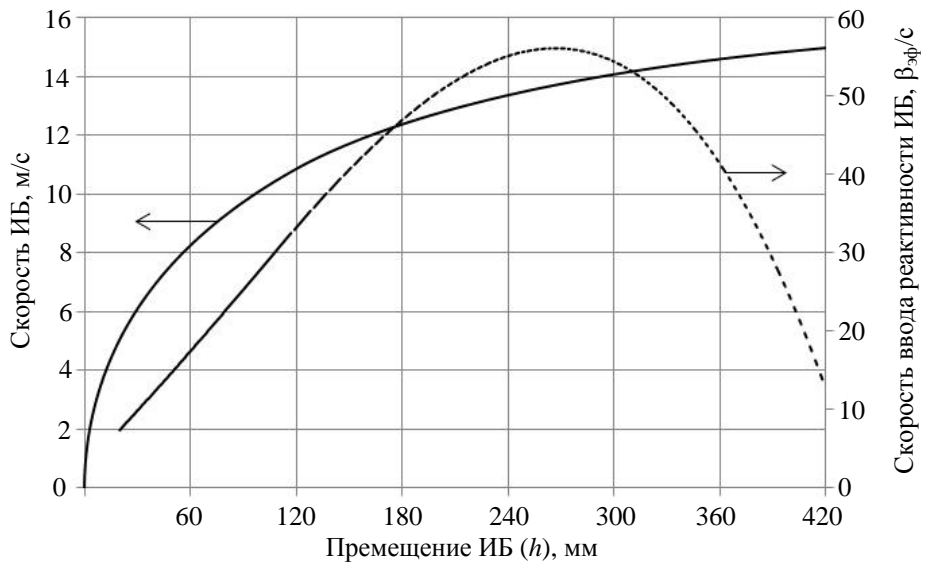


Рис. 3. Зависимость линейной скорости и скорости ввода реактивности от перемещения ИБ в активной зоне реактора БР-К1

Таким образом, применяя данный подход на стадии начального проектирования, определяем исходные значения скорости перемещения ИБ, которые должны обеспечивать электромеханический и пневматический приводы ИМ.

2.2. Управление положением РО

Разработчику ИМ следует знать, что если в быстром АИР началось развитие импульса, то окончание его зависит только от внутренних механизмов самогашения. Ни одна из известных систем защиты реакторов (электромеханическая, пневматическая и др.) не обеспечивает скоростей вывода реактивности, достаточных для эффективного изменения параметров быстропеременной части импульса делений². По этой причине безопасность быстрых АИР значительно зависит от точности воспроизведения заданной избыточной реактивности. Разница между начальными реактивностями штатного импульса и импульса с аварийным энерговыделением может составлять всего несколько сотых долей $\beta_{эф}$.

Управление положением РО предусматривает, что ИМ СУЗ должен перемещать РО в требуемое положение с необходимой точностью.

Из опыта эксплуатации ядерных установок ИМ РО СУЗ следует:

– «остановка РО обычно должна производиться с точностью $2 \cdot 10^{-5} \delta k$ » [2], что соответствует погрешности не хуже $\pm 1,45 \cdot 10^{-3} \beta_{эф}$;

– «для реакторов типа БИР-2 и БИГР требуемая точность получения начальной реактивности при генерировании импульса составляет около $0,003 \beta_{эф}$ » [13], что соответствует погрешности не хуже $\pm 1,5 \cdot 10^{-3} \beta_{эф}$;

– «высокая точность изготовления механизмов реактора позволяет воспроизводить реактивность при повторном выводе системы по указателям положений регулирующих элементов в одно и то же состояние с погрешностью не хуже $\pm 0,001 \beta_{эф}$ » [9].

Из приведенных данных видно, что требования к точности позиционирования РО в различных источниках практически одинаковы. В расчетах по определению линейной погрешности позиционирования РО целесообразно принимать погрешность $\Delta_{\beta} \approx \pm 0,001 \beta_{эф}$.

Предельные значения линейной погрешности позиционирования РО в миллиметрах, которую должен обеспечивать привод ИМ, можно определить по формуле, рекомендованной в работе [2]:

$$\Delta = \pm \frac{L}{Fk} \Delta_{\beta}. \quad (5)$$

Подставляя в формулу (5) параметры, полученные выше для реактора БР-К1, можно определить погрешность позиционирования ИБ: $\Delta_{ИБ} \approx \pm 0,24$ мм. Фактическая точность позиционирования ИБ на реакторе БР-К1 составляет 0,2 мм.

Используя данный подход на стадии проектирования, можно определить точность позиционирования РО, которую должен обеспечивать электромеханический привод ИМ. Этот параметр также определяет требование к выбору датчиков управления положением и контроля перемещения РО.

²В работе [12] представлен нетрадиционный способ прямодействующей аварийной защиты быстрого АИР.

2.3. Контроль перемещения РО

Контроль перемещения РО осуществляется с помощью измерительного преобразователя положения РО, который при отключении электропитания и его последующего включения должен обеспечить получение достоверного показания положения РО. Контроль положения РО в активной зоне должен осуществляться на всей длине перемещения РО. Для индикации крайних положений РО используются конечные выключатели. В каждом положении должно устанавливаться не менее двух датчиков. Тип и точность измерения преобразователя положения, датчиков крайних положений определяются в процессе проектирования ИМ в зависимости от функционального назначения РО.

При выборе измерительного преобразователя положения предпочтение отдается датчикам, которые непосредственно контролируют положение РО, что позволяет исключить кинематическую погрешность, характерную для механических передач.

В настоящее время особого рассмотрения заслуживают резистивные датчики линейного перемещения, преимущество которых состоит в следующем: во-первых, конструктивное исполнение позволяет применять их при высоких уровнях радиационного воздействия; во-вторых, такой датчик непосредственно контролирует перемещение РО. Технические характеристики датчиков:

- точность измерения: 0,01 мм;
- максимальная скорость перемещения: 10 м/с;
- ресурс: более 10^6 перемещений;
- диапазон температуры окружающего воздуха: от -30 до $+100$ °С;
- максимальное ударное воздействие: 200 м/с^2 (20g).

По результатам моделирования и исследований показано, что применение резистивных датчиков линейного перемещения обеспечит точность позиционирования РО в пределах $\pm 0,025$ мм.

2.4. Аварийное срабатывание РО

Подход к проектированию ИМ аварийной защиты основан на использовании принципа пассивной системы, которая срабатывает по мере наступления события. Быстродействие срабатывания такой системы должно обеспечивать скорость снижения мощности реактора, достаточную для перевода его в подкритическое состояние.

Механизм срабатывания аварийной защиты должен предусматривать независимый источник потенциальной энергии (сила тяжести, упругая сила и т. п.), который воздействует на подвижную систему РО в сторону уменьшения реактивности. При разработке ИМ аварийной защиты необходимо учитывать, что эффективность РО в зависимости от вывода из активной зоны представляет собой функцию вида $\int \sin^2 x dx$ [2]. Важным элементом системы безопасности в быстрых АИР является ББ, который содержит значительную часть массы активной зоны. Сброс ББ, как правило, осуществляется под действием силы тяжести в результате выключения электрического тока в цепи удерживающего его электромагнита. На практике также используют специфику работы быстрого АИР. Например, на реакторах БАРС-2 и БАРС-3 в качестве источника энергии использован тепловой удар в топливных элементах, который непосредственно воздействует на подвижную систему безопасности, что позволяет уменьшить энерговыделение в «хвосте» импульса делений [9]. При проектировании ИМ аварийной защиты следует помнить, что для вывода реактора в состояние ниже критического с учетом запаздывающих нейтронов достаточно небольших перемещений ББ.

Заключение

Представленные данные позволяют определить технические параметры ИМ АИР и его принципиальной схемы на стадии проектирования.

Показано, что основные требования по обеспечению ядерной безопасности, предъявляемые к исполнительным механизмам на стадии проектирования, и общие требования к ним при эксплуатации для энергетических ядерных реакторов приемлемы для ИМ импульсных ядерных реакторов. Отличительная особенность АИР – высокая скорость ввода реактивности при генерировании импульса делений на мгновенных нейтронах и, соответственно, требуемая большая скорость перемещения ИБ.

На примере ИБ реактора БР-К1 с учетом характера изменения его эффективности показана последовательность определения исходных параметров электромеханического и пневматического приводов ИМ.

Рассмотрены способы реализации быстродействующей аварийной защиты, применяемые в ИМ АИР, а также необходимые технические средства контроля положения и перемещения РО.

Изложенные подходы рекомендуется применять на стадии проектирования ИМ АИР.

Список литературы

1. Колесов В. Ф. Аперiodические импульсные реакторы. Т. 1. – Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2007.
2. Емельянов И. Я., Воскобойников В. В., Масленок Б. А. Основы конструирования исполнительных механизмов управления ядерных реакторов. – М.: Энергоиздат, 1987.
3. Емельянов И. Я., Ефанов А. И., Константинов Л. В. Научно-технические основы управления ядерными реакторами. – М.: Энергоиздат, 1981.
4. Шабалин Е. П. Импульсные реакторы на быстрых нейтронах. – М.: Атомиздат, 1976.
5. Колесов В. Ф. Некоторые вопросы динамики импульсных реакторов // Атомная энергия. 1964. Т. 16. Вып. 4. С. 309–314.
6. Правила ядерной безопасности исследовательских реакторов (НП-009-04) // Ядерная и радиационная безопасность. 2005. № 2. С. 7–21.
7. Королев В. В., Матусевич Е. С. Системы управления и защиты критических стенов // Техника ядерных реакторов. Вып. 18. – М.: Энергоатомиздат, 1985.
8. Босамыкин В. С., Малинкин А. А., Колесов В. Ф. и др. Конструкция и физико-технические характеристики бустер-реактора БР-К1 // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика ядерных реакторов. 1996. Вып. 1. С. 3–12.
9. Леваков Б. Г., Лукин А. В., Магда Э. П. и др. Импульсные ядерные реакторы РФЯЦ-ВНИИТФ. – Снежинск: РФЯЦ-ВНИИТФ, 2002.

10. Никитин И. А. Расчетные модели тормозных устройств рабочих органов импульсных ядерных реакторов // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика ядерных реакторов. 2010. Вып. 2. С. 43–51.
11. Никитин И. А., Иванов Н. Р., Турутов В. И. Динамическая модель механизмов разгона и торможения импульсного стержня в исследовательском ядерном реакторе // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Импульсные реакторы и простые критические сборки. 1988. Вып. 2. С. 50–54.
12. Кувшинов М. И., Смирнов И. Г., Воинов А. М., Довбыш Л. Е. Прямодействующая быстрая аварийная защита реактора с датчиком нейтронов на основе ядерно-оптического преобразователя // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика ядерных реакторов. 2000. Вып. 2/3. С. 117–119.
13. Афонин С. Н., Кувшинов М. И., Чередник П. Ф. Применение цифровых реактиметров на быстрых импульсных реакторах // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Импульсные реакторы и простые критические сборки. 1985. Вып. 1. С. 32–39.

Some Issues of Designing Actuating Mechanisms of Pulsed Nuclear Reactors

I. A. Nikitin

There are described the modes of fission pulse generation on aperiodic pulse reactors as well as the purpose of work members. Basic principles of providing nuclear safety applied to actuating mechanisms at a stage of design and general requirements to them under operation are presented. Depending on functional purpose of the work member there are given the approaches to the determination of actuating mechanism engineering parameters and its schematic diagram. It is demonstrated that these approaches can be used at a stage of designing actuating mechanisms of pulsed nuclear reactor.

УДК 621.039

Методическое и аппаратное обеспечение исследования гамов-теллеровских резонансов в составном ядре

С. Н. Абрамович, А. Г. Звенигородский*

Рассмотрено методическое и аппаратное обеспечение измерений полных выходов нейтронов, дифференциальных сечений упругого и неупругого рассеяний при взаимодействии протонов в интервале энергий 3–9 МэВ с ядрами ^{116}Sn , ^{117}Sn , ^{118}Sn , ^{120}Sn с целью исследования обнаруженных ранее резонансов в составном ядре ^{118}Sb на предмет принадлежности их к гамов-теллеровским резонансам. Источником ускоренных протонов служат пучки ионов водорода тандемного электростатического ускорителя ЭСП-10. Мишени представляют собой самоподдерживающиеся фольги из изотопно обогащенного материала со степенью обогащения ~90 %. Регистрация полных выходов нейтронов осуществляется «всеволновым» 4π-детектором. Спектрометрия вторичных протонов осуществляется в интервале углов рассеяния 20–160° многодатчиковой системой регистрации, состоящей из кремниевых полупроводниковых детекторов. Спектрометрия γ -квантов, сопровождающих ядерные реакции в процессе облучения мишеней, осуществляется спектрометром на основе сверхчистого германия. Для первичного анализа экспериментальных результатов используется модифицированная оптическая модель.

В последние десятилетия заметно вырос интерес к исследованию высоковозбужденных состояний атомных ядер в связи с обнаружением коллективных 1^+ -состояний, соответствующих зарядовой ветви возбуждения [1]. Особенно широко исследуются принадлежащие этой ветви гамов-теллеровские резонансы (ГТР), которые экспериментально изучаются главным образом в прямых реакциях перезарядки (p, n), (^3He , t), (^6Li , ^6He) по спектрам вторичных частиц [1, 2]. В настоящее время эти исследования проведены в широком диапазоне массовых чисел ядер (от бериллия до изотопов свинца), получены полуэмпирические формулы, основанные на систематике имеющихся экспериментальных данных, которые предсказывают положение этих резонансов в шкале энергий возбуждения исследуемых ядер [3]. Определенные преимущества для исследования ГТР перед реакциями перезарядки имеет метод поиска их в функциях возбуждения реакций, вызываемых заряженными частицами [4, 5]. На рис. 1 представлены данные работы [4] по результатам измерений полного сечения образования нейтронов при взаимодействии протонов с ядром ^{117}Sn . После несложной обработки, заключающейся в «вырезании» узких изобар-аналоговых резонансов и нормировки на сечение реакции, полученное из оптической модели, можно разглядеть два резо-

© Ядерная физика и инжиниринг. 2013. Т. 4, № 12. С. 1097–1101.

* Саровский физико-технический институт НИЯУ МИФИ, г. Саров Нижегородской обл.

нансоподобных образования при энергиях около 7 и 10 МэВ с ширинами около 2 МэВ. Местоположение низкоэнергетического резонанса близко к энергии ГТР в составном ядре ^{118}Sb , полученной из систематики [3]. Возможное объяснение природы второго «бампа» может быть найдено в рамках теоретического подхода, развитого в работе [6]. Подозрение на проявление ГТР в таком малонуклонном составном ядре, как ^9Be , высказано авторами работы [7], в которой обнаружено наличие широкого резонанса в полных сечениях реакций $^6\text{Li}(t, p)$, $\text{Li}(d, p)$ и $\text{Li}(d, p\gamma)$ при энергии возбуждения компаунд-системы ^9Be $E_x = 20,5$ МэВ, совпадающей с энергией ГТР, рассчитанной по полуэмпирической формуле из [3] (рис. 2).

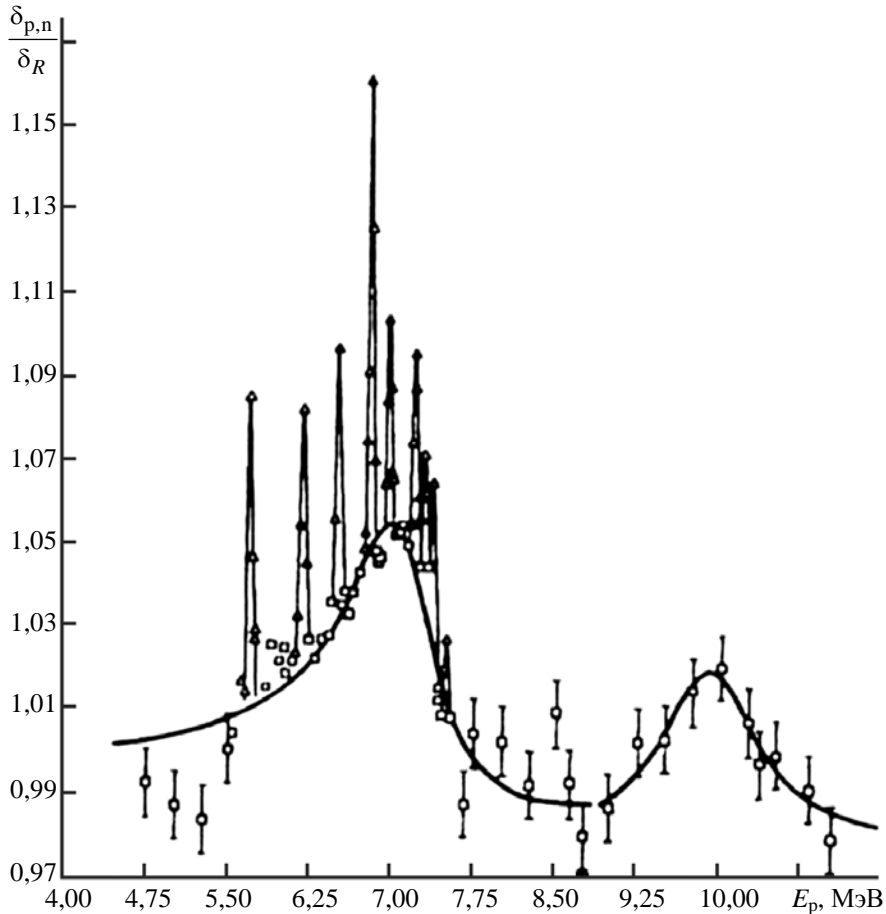


Рис. 1. Функция возбуждения реакции $^{117}\text{Sn}(p, n)^{117}\text{Sb}$ [4]

Учитывая отсутствие сообщений об экспериментальном подтверждении проявлений ГТР в виде резонанса составной системы, целесообразно повторить эксперимент [4], расширив его измерениями угловых распределений упруго- и неупругорассеянных протонов, а также спектров γ -квантов, сопровождающих ядерные реакции, вызванные облучением мишени из ^{117}Sn протонами. Ниже обсуждаются имеющиеся методические возможности для реализации этой программы.

Одним из важных обстоятельств является наличие мишеней из изотопно-разделенного материала. В таблице приведены характеристики имеющихся в наличии мишеней.

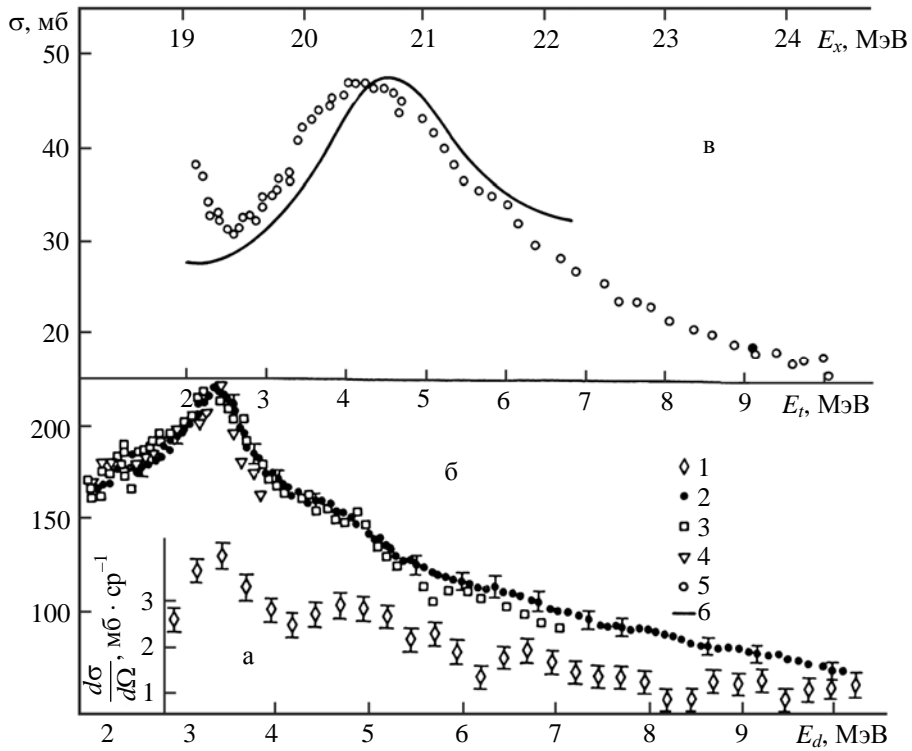


Рис. 2. Функции возбуждения реакций [7]: а – ${}^7\text{Li}(d, p_1\gamma){}^8\text{Li}^*$; б – ${}^7\text{Li}(d, p){}^8\text{Li}$; в – ${}^6\text{Li}(t, p){}^8\text{Li}$

Мишени из изотопов Sn*

Основной изотоп	${}^{116}\text{Sn}$	${}^{117}\text{Sn}$	${}^{118}\text{Sn}$	${}^{120}\text{Sn}$	${}^{122}\text{Sn}$
№ 1	2,8	0,53	4,9	1,96	4,9
№ 2	2,0	0,53	5,0	5,0	2,0
№ 3	2,0	5,0	2,08	2,0	
№ 4	1,95	1,98			
№ 5	5,0	4,8			
Обогащение, %	94,4 (${}^{117}\text{Sn}$ -2,0)	85,6 (${}^{118}\text{Sn}$ -9,1)	95,55 (${}^{117}\text{Sn}$ -0,7)	99,1 (${}^{118}\text{Sn}$ -0,2)	80,2 (${}^{120}\text{Sn}$ -8,7)

Примечание: * массовая толщина в $\text{мг}/\text{см}^2$, удельные потери 28 кэВ/ $\text{мг}/\text{см}^2$ при $E = 7$ МэВ.

В качестве источника ускоренных протонов предполагается использовать электростатический тандем ЭПП-10. Внешний вид и основные характеристики этого ускорителя приведены на рис. 3. На рис. 4 приведена схема ускорителя ЭПП-10 [8].



Электростатический перезарядный генератор (тандем) ЭГП-10 является прецизионным ускорителем заряженных частиц, который обеспечивает возможность ускорения частиц любой массы и заряда и позволяет измерять и поддерживать энергии этих частиц с очень высокой точностью. Ускоряющая система состоит из верхней и нижней ускорительных трубок, перезарядной мишени, кондуктора, индукционного зарядного устройства и анализирующего (раздаточного) магнита. Габаритные размеры котла: диаметр – 3 м, высота – 11,5 м, диаметр кондуктора – 1,3 м

О С Н О В Н Ы Е П А Р А М Е Т Р Ы

Тип источника отрицательных ионов _____ дуоплазмотрон
 Рабочий диапазон энергий ускоренных протонов, МэВ _____ 0,8–14
 Максимальный ток ускоренных протонов на мишени, мкА _____ 1
 Монохроматичность ускоренных протонов при энергии 9,345 МэВ, кэВ _____ < 1
 Типы ускоренных частиц: ионы протия, дейтерия, трития, кислорода, углерода, азота

Рис. 3. Электростатический ускоритель ионов ЭГП-10 [9]

Зал, где расположены мишенное устройство и детекторы излучений, сопровождающих взаимодействие ускоренных протонов с материалом мишени, отделен от ускорителя защитной стеной из борированного бетона толщиной около 1 м. На рис. 5 изображена система регистрации полных выходов нейтронов и γ -квантов. В качестве детектора используется «всеволновой» 4 π -счетчик нейтронов [9]. Измерение спектров γ -квантов осуществляется с помощью спектрометра на основе детектора из сверхчистого германия. Возможна регистрация запаздывающих (n, γ)-совпадений. В последующем предполагается введение импульсного режима работы ускорителя ЭГП-10: тогда появится возможность регистрировать спектры нейтронов.

Измерение спектров заряженных частиц осуществляется в диапазоне углов 20–160° многодетекторной системой на основе телескопов, представляющих собой $\Delta E \cdot E$ -комбинацию из кремниевых детекторов (рис. 6). На рис. 7 представлена геометрия измерений. Телескопы смонтированы на платформе, которая позволяет менять углы детектирования с шагом 5° без нарушения вакуума. Для предотвращения совпадений с ядрами отдачи детекторы задней полусферы установлены в плоскости, повернутой на 5° по оси первичного пучка ионов относительно плоскости, в которой установлены детекторы передней полусферы.

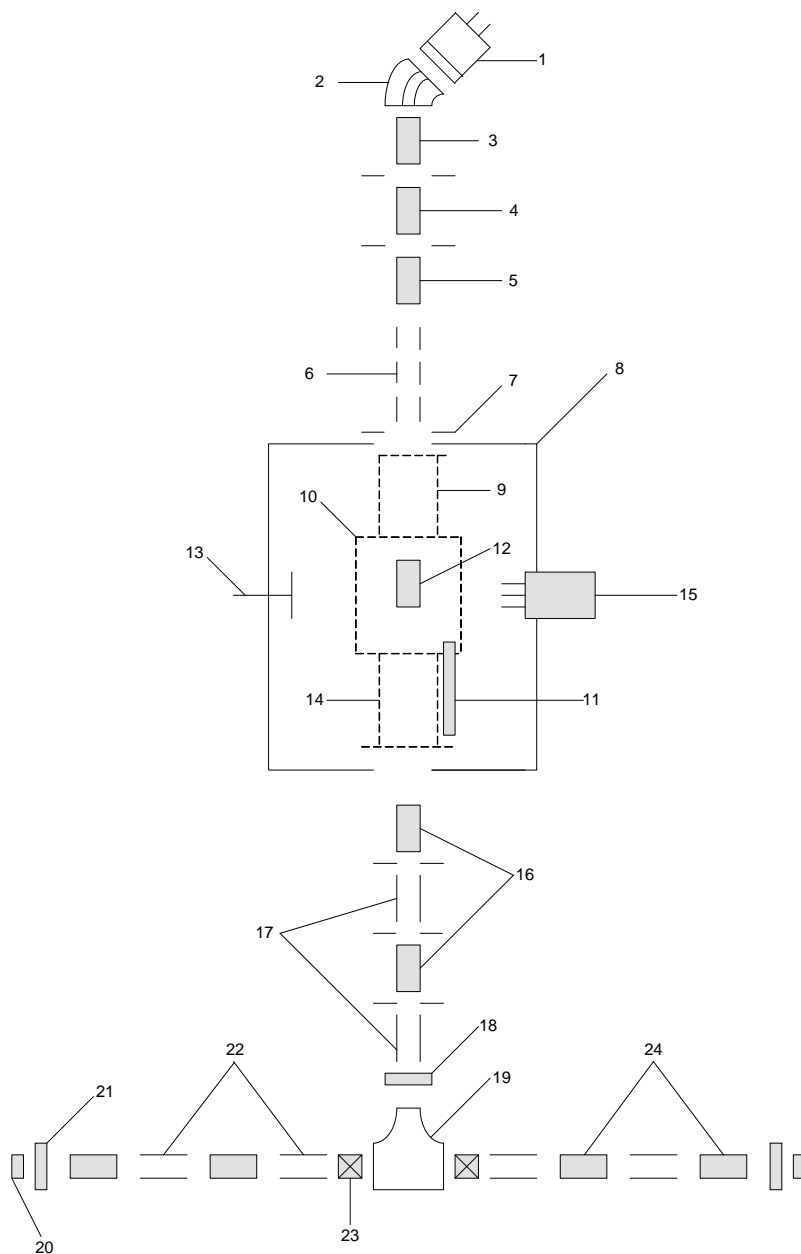


Рис. 4. Схема ЭП-10: 1 – источник отрицательных ионов; 2 – магнитная отклоняющая система; 3 – дефлектор; 4 – группирователь; 5 – электростатический корректор; 6 – иммерсионная линза; 7 – электромагнитный корректор; 8 – бак ускорителя; 9 – ускорительная трубка; 10 – кондуктор; 11 – индукционное зарядное устройство; 12 – перезарядная мишень; 13 – емкостный датчик; 14 – ускорительная трубка; 15 – коронирующий триод; 16 – пластины автокоррекции пучка; 17 – датчик системы автокоррекции пучка; 18 – датчик положения пучка; 19 – электромагнитный анализатор; 20 – мишень; 21 – датчик положения пучка; 22 – ламели положения пучка; 23 – магнитный гиперболический дублет; 24 – ламели положения пучка

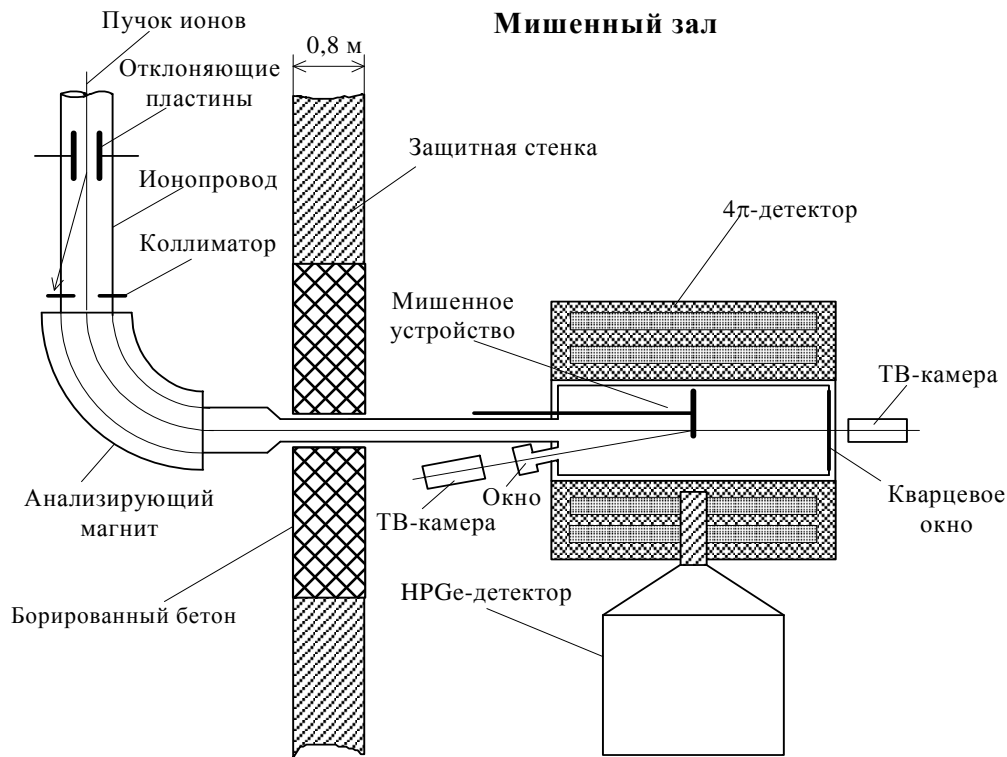


Рис. 5. Система детектирования при регистрации полного выхода нейтронов и измерении спектра γ -квантов

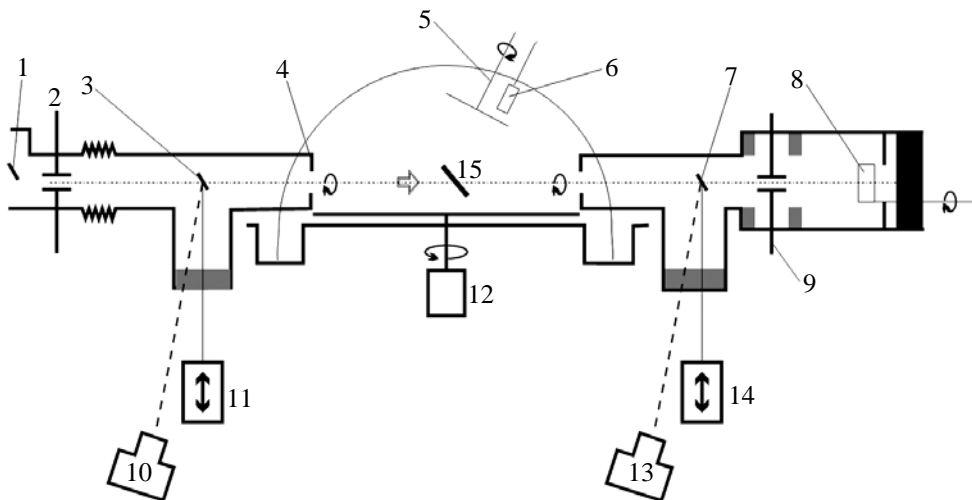


Рис. 6. Мишенная камера для измерения спектров заряженных продуктов реакций: 1, 3, 7, 8 – кварцевые экраны; 2 – формирующая диафрагма; 4 – антирассеивающая диафрагма; 5 – привод; 6 – детектор-монитор; 9 – подавляющая диафрагма; 11, 12, 14 – электроприводы; 10, 13 – телекамеры; 15 – мишень

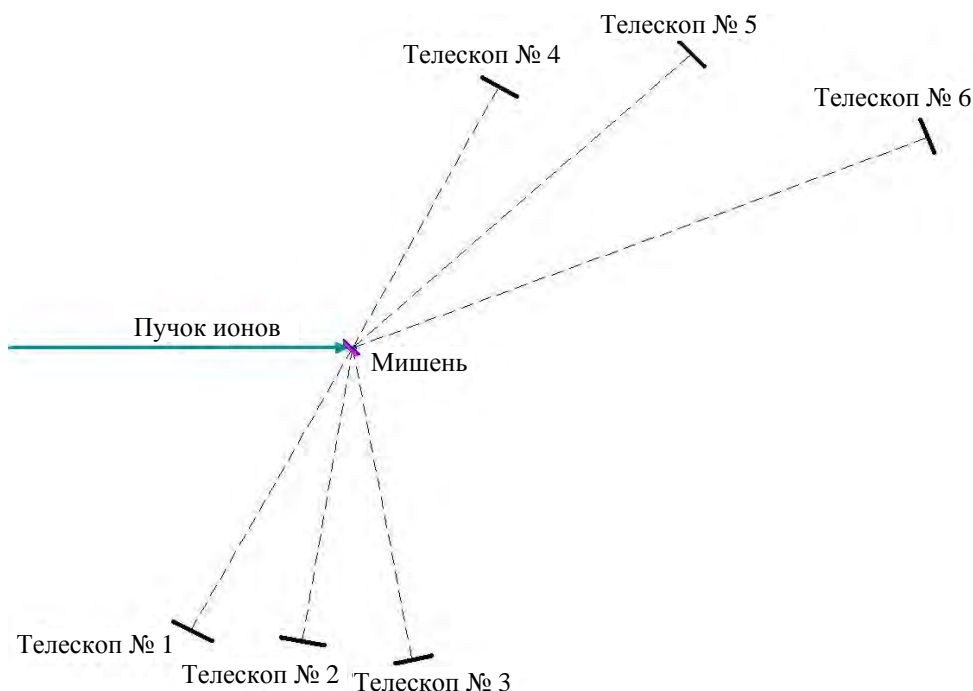


Рис. 7. Геометрия измерения спектров заряженных продуктов реакций

Типы данных, которые предполагается получить при исследовании взаимодействия олова-117 с протонами в интервале энергий 3–12 МэВ:

- полное сечение образования нейтронов;
- угловое распределение упругорассеянных протонов в интервале углов 20–160°;
- угловое распределение неупругого рассеяния протонов в интервале углов 20–160°;
- спектр γ -квантов, сопровождающих взаимодействие олова-117 с протонами.

Список литературы

1. Гапонов Ю. В., Лютостанский Ю. С. // Физика элементарных частиц и атомного ядра. 1981. Т. 12. С. 1324.
2. Виноградов А. А., Глухов Ю. А., Духанов В. И. и др. // Тез. докл. XXXI совещ. по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. – Л.: Наука, 1981. С. 403.
3. Nakayama K., Pio Galeao A., Krmpotic F. // Phys. Lett. 1982. Vol. 114B, N 4. P. 217.
4. Гужовский Б. Я., Дзюба Б. М., Протопопов В. Н. // Письма в ЖЭТФ. 1984. Т. 40. С. 487.
5. Абрамович С. Н., Гужовский Б. Я., Звенигородский А. Г. и др. // Изв. АН СССР. Сер. физическая. 1986. Т. 50, № 1. С. 65.
6. Игашов С. Ю., Родин В. А., Урин М. Г. // Ядерная физика. 2013. Т. 76, № 4. С. 468.

7. Абрамович С. Н., Гужовский Б. Я., Звенигородский А. Г., Трусилло С. В. // Изв. АН СССР. Сер. Физическая. 1973. Т. 37. С. 1967.
8. Абрамович С. Н., Завьялов Н. В., Ильяев Р. И., Пунин В. Т. // 65 лет ВНИИЭФ. Физика и техника высоких плотностей энергий. Вып. 2. – Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2011. С. 416–441.
9. McClenahan C. R., Segel R. E. // Phys. Rev. 1975. Vol. 11С. P. 370.

Methodological Provision and Hardware for Studying Gamow-Teller Resonances in a Compound Nucleus

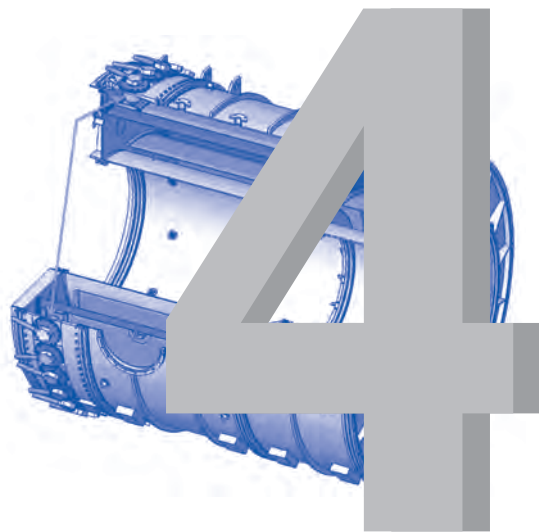
S. N. Abramovich, A. G. Zvenigorodski

There are considered methods and software to be used for measuring total neutron yields, differential cross-sections of elastic and inelastic scatterings at protons interaction in the interval of 3–9 MeV with nuclei of ^{116}Sn , ^{117}Sn , ^{118}Sn , ^{120}Sn in order to study the discovered before resonances in the compound nucleus of ^{118}Sb for their belonging to GTR. The beams of hydrogen ions produced by a tandem electrostatic accelerator EGP-10 will be used as a source of accelerated protons. The targets represent self-sustained foils of isotopically enriched material with the degree of enrichment about 90 %. The registration of total neutron yields will be implemented by an «all-wave» 4π - detector. The spectrometry of secondary protons will be executed in the interval of scattering angles from 25 to 155° by a multi-sensor system of registration consisting of silicon semiconductor detectors. The spectrometry of γ -quanta accompanying nuclear reactions in the course of targets irradiation will be implemented by a spectrometer on the base of ultra-pure germanium. The initial analysis of experimental results will be performed in accordance with a modified optical model.

СОДЕРЖАНИЕ

<i>Проект системы синхронизации электрофизической установки «Гамма-4».....</i>	<i>210</i>
<i>Управляемый газонаполненный разрядник на рабочее напряжение 1 МВ.....</i>	<i>216</i>
<i>О возможности ускорения атмосферных дейтронов в канале молнии до энергий эффективного ядерного синтеза ${}^2\text{H}({}^2\text{H}, n){}^3\text{He}$.....</i>	<i>222</i>

РАЗДЕЛ



ЭЛЕКТРОФИЗИКА

УДК 539.1.03(621.384.6+533.9.07:533.952)

Проект системы синхронизации электрофизической установки ГАММА-4

**А. В. Гришин, С. Т. Назаренко,
А. В. Козачек, Д. А. Калашников,
С. Л. Глушков, Б. П. Миронычев,
В. М. Мартынов, В. В. Турутин,
Д. А. Кульдюшов, В. С. Павлов,
В. А. Деманов, Т. Ф. Шиханова,
Ю. А. Грошева**

Разработан проект системы синхронизации для четырехмодульной электрофизической установки ГАММА-4. Система синхронизации должна обеспечить включение с точностью не хуже ± 3 нс высоковольтных газонаполненных разрядников тригatronного типа формирующих систем модулей установки (144 разрядника на рабочее напряжение 1 МВ), предимпульсных коммутаторов модулей (24 разрядника на рабочее напряжение 3 МВ) и восьми генераторов импульсных напряжений Аркадьева – Маркса (40 разрядников на рабочее напряжение 100 кВ).

Введение

В настоящее время с целью проведения радиационных исследований и испытаний создается четырехмодульная электрофизическая установка ГАММА-4 [1]. Установку предполагается использовать в двух режимах работы: первый – режим генерации импульсов тормозного излучения с граничной энергией квантов до 2 МэВ при работе модулей на отдельные сильноточные электронные вакуумные диоды или на один общий диод; второй – режим генерации импульсов мягкого рентгеновского излучения при работе установки на плазменную нагрузку. Модульная конструкция установки позволит генерировать импульсы различной формы за счет варьирования режимов включения модулей от одновременного до последовательного.

Для работы многомодульных установок требуется наносекундная точность включения модулей. Коммутаторы типовых модулей установки ГАММА-4 образованы высоковольтными газонаполненными разрядниками, управляемыми импульсами высокого напряжения. Формирование этих управляющих импульсов должна обеспечить система синхронизации установки.

К настоящему времени изготовлен и экспериментально отработан первый модуль установки ГАММА-4 – ускоритель «Гамма-1» [2], в 700 включениях которого подтверждены его расчетные выходные параметры и надежность. Внешний вид ускорителя «Гамма-1» с системой передачи энергии, включающей в себя магнитоизолированную передающую линию, представлен на рис. 1.

Для ускорителя «Гамма-1» была создана высоковольтная система синхронизации [3], предназначенная для включения с наносекундной точностью по заданной временной программе

36 разрядников на рабочее напряжение 1 МВ формирующей системы и 6 разрядников на 3 МВ предимпульсного коммутатора [4]. Также система синхронизации обеспечивает запуск 10 разрядников на 100 кВ в первых пяти каскадах двух генераторов Маркса ГИН-1000 [5], заряжающих водоизолированную двойную ступенчатую формирующую линию ускорителя. Система синхронизации ускорителя «Гамма-1» состоит из генераторов ГИН-100 (А, М, М11), ГИИР-3, ГИИР-4, БИНГ-4, БИНГ-5 и БИНГ-6, основные технические характеристики которых приведены в [6]. Соединения выполнены высоковольтными коаксиальными кабелями. Структурная схема системы синхронизации ускорителя «Гамма-1» представлена на рис. 2.

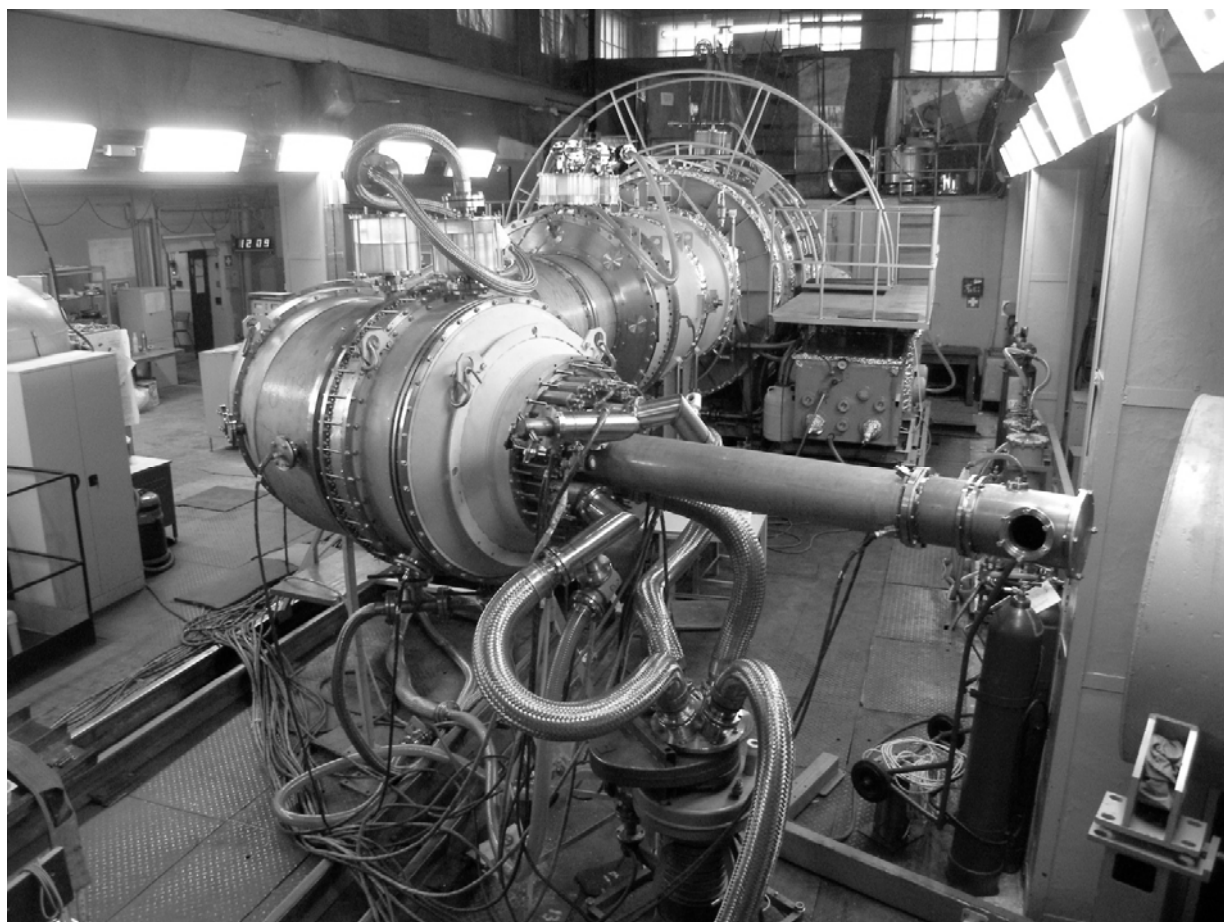


Рис. 1. Внешний вид ускорителя «Гамма-1»

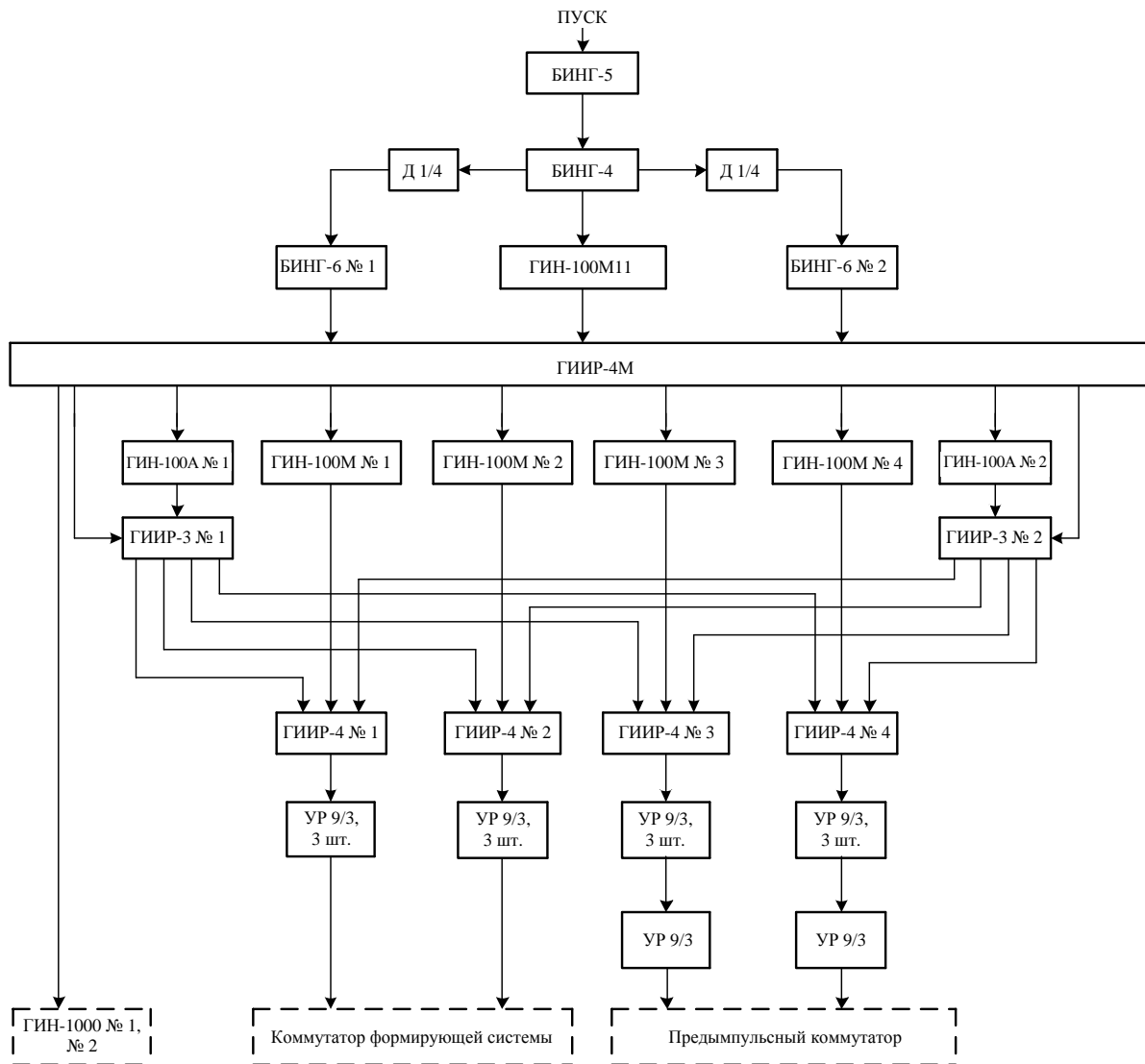


Рис. 2. Структурная схема системы синхронизации ускорителя «Гамма-1»

Проект системы синхронизации установки ГАММА-4

Система синхронизации ускорителя «Гамма-1» эксплуатируется с 2006 г. по настоящее время. В этот период была продемонстрирована надежность системы и на ее основе был разработан проект системы синхронизации установки ГАММА-4, структурная схема которой представлена на рис. 3.

Общее число генераторов ГИИР-4 в разработанной схеме увеличилось по сравнению с системой синхронизации ускорителя «Гамма-1» до 16: по 2 пары на каждый модуль. Для запуска увеличившегося числа генераторов ГИИР-4 в схему добавлены генераторы ГИИР-4М № 2 и 3 и генераторы ГИН-100М11 № 2 и 3 для зарядки последних.

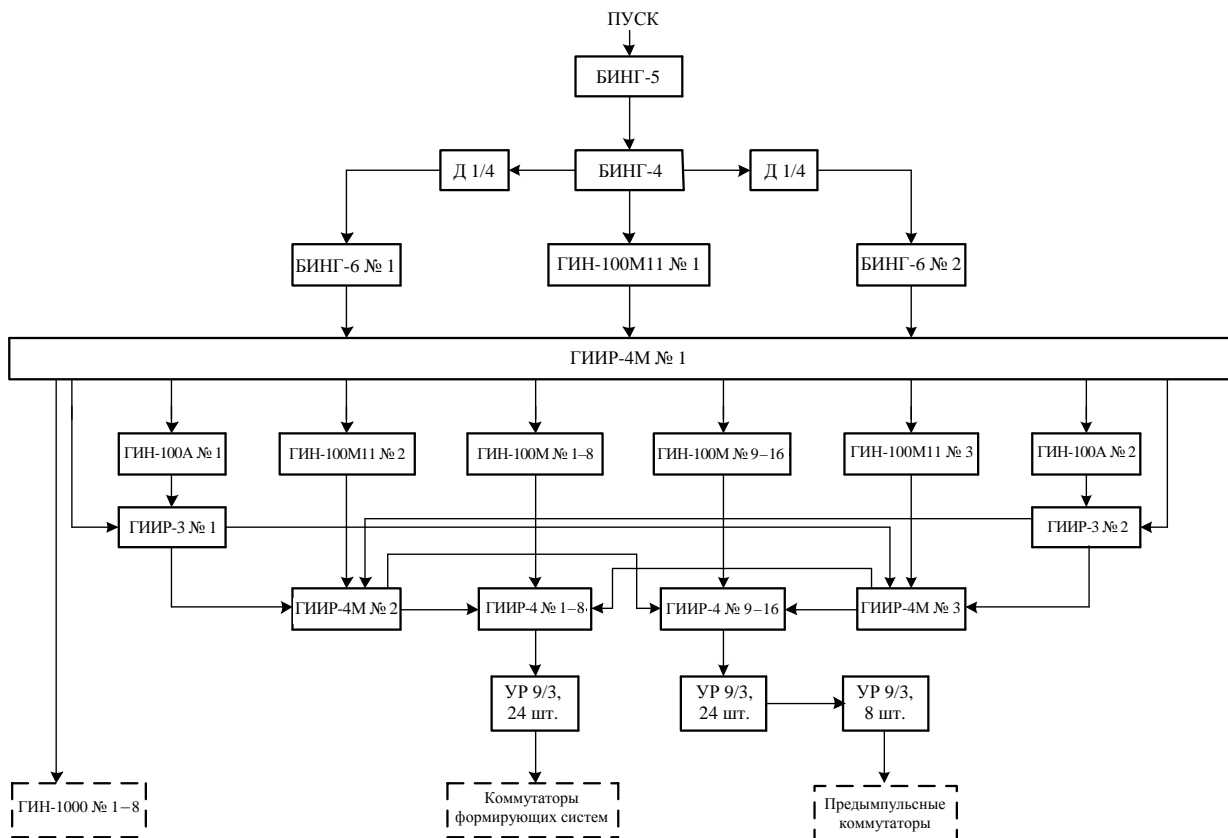


Рис. 3. Структурная схема системы синхронизации установки ГАММА-4

Порядок работы системы синхронизации следующий. После подготовки ускорителя к работе в течение одной минуты синхронно заряжаются конденсаторы двух генераторов ГИН-100А, шестнадцати генераторов ГИН-100М, трех генераторов ГИН-100М11, а также восьми генераторов ГИН-1000. После окончания зарядки этих генераторов осуществляется запуск генератора БИНГ-5, который инициирует пуск генератора БИНГ-4. Последний производит пуск генератора ГИН-100М11 № 1 и – через делители напряжения Д1/4 и кабельные линии задержки – генераторов БИНГ-6 № 1 и 2. Генератор ГИН-100М11 № 1 заряжает водоизолированную формирующую линию генератора ГИИР-4М № 1. В максимуме зарядного напряжения формирующей линии на многоканальный разрядник генератора ГИИР-4М № 1 поступают управляющие импульсы от генераторов БИНГ-6 № 1 и 2. Генератор ГИИР-4М № 1 формирует управляющие импульсы для всех генераторов ГИН-1000 и через кабельные линии задержки соответствующих длин для всех генераторов ГИН-100А, ГИН-100М, ГИИР-3 и генераторов ГИН-100 М11 № 2 и 3. Генераторы ГИН-100А, ГИН-100М и ГИН-100М11 заряжают водоизолированные формирующие линии генераторов ГИИР-3, ГИИР-4 и ГИИР-4М соответственно. В максимуме зарядного напряжения на разрядники генераторов ГИИР-3 поступают импульсы запуска от генератора ГИИР-4М № 1. В свою очередь, выходные импульсы напряжения генераторов ГИИР-3 запускают генераторы ГИИР-4М № 2 и 3, а выходные импульсы последних – генераторы ГИИР-4. Для повышения надежности работы системы синхронизации на многоканальные разрядники каждого из двух генераторов ГИИР-4М поступают управляющие импульсы от обоих генераторов ГИИР-3, а на разрядники каждого генератора ГИИР-4 – управляющие импульсы от ГИИР-4М № 2 и 3. Импульсы напряже-

ния, формируемые генераторами ГИИР-4 с № 1 по 8, служат для запуска разрядников на 1 МВ формирующих систем типовых модулей, а импульсы, формируемые генераторами ГИИР-4 с № 9 по 16, – для запуска разрядников предимпульсных коммутаторов.

Для повышения амплитуды импульсов запуска разрядников использованы повышающие трансформаторы на основе высоковольтных импульсных кабелей КВИ-300. Трансформаторы представляют собой узлы разводки, передающие импульс напряжения с девяти на три кабеля с увеличением амплитуды импульса напряжения в 1,5 раза. В цепи запуска разрядников предимпульсных коммутаторов повышение напряжения происходит 2 раза последовательно. Разводка кабельных линий от трансформаторов к разрядникам формирующих систем, объединенным относительно запуска попарно, и к разрядникам предимпульсных коммутаторов выполнена таким образом, что любые две соседние пары разрядников формирующей системы и любые два соседних разрядника предимпульсного коммутатора получают управляющие импульсы от разных генераторов ГИИР-4.

Для наладки и контроля функционирования системы синхронизации в ее составе предусмотрены измерительные датчики: емкостные делители напряжения, встроенные в формирующие линии генераторов, для контроля зарядки линий и токовые шунты, устанавливаемые в разрывы оплеток коаксиальных кабелей, для измерения амплитуд и форм формируемых импульсов. Сигналы с датчиков регистрируются цифровыми осциллографами. На рис. 4 для примера приведены осциллограммы выходных импульсов генераторов ГИИР-4, работающих в составе системы синхронизации ускорителя «Гамма-1». Задержка включения генераторов ГИИР-4 № 3 и 4 относительно ГИИР-4 № 1 и 2 определяется разницей длин кабельных линий задержки между генераторами ГИИР-3 и ГИИР-4 (см. рис. 2) и зависит от требуемого режима работы ускорителя.

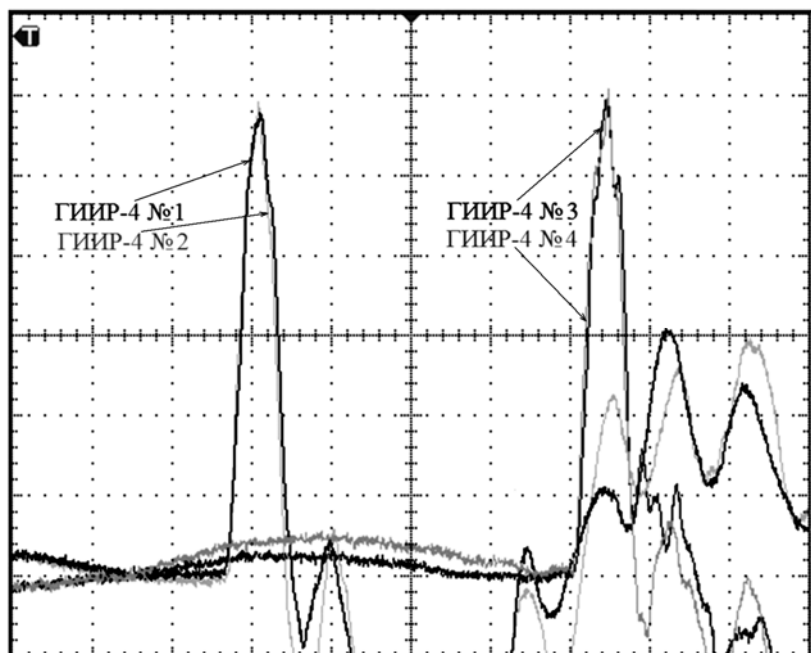


Рис. 4. Осциллограммы выходных импульсов генераторов ГИИР-4.
Масштаб времени – 40 нс/дел.

Заклучение

Для первого модуля установки ГАММА-4 – ускорителя «Гамма-1» – создана и успешно эксплуатируется высоковольтная система синхронизации, обеспечивающая включение с точностью ± 3 нс по заданной временной программе 36 разрядников на 1 МВ формирующей системы и 6 разрядников на 3 МВ предимпульсного коммутатора.

Для создаваемой четырехмодульной установки ГАММА-4 разработан проект высоковольтной системы синхронизации, которая обеспечит включение с наносекундной точностью 168 управляемых газонаполненных разрядников по заданной временной программе.

Список литературы

1. Gordeev V. S., Myskov G. A., Mikhailov E. S., Laptev D. V. Design of a high-current pulse electron accelerator // Problems of Atomic Sci. and Techn. Series «Nuclear Physics Investigations» (34). 1999. N 3. P. 68–70.
2. Пунин В. Т., Завьялов Н. В., Басманов В. Ф. и др. Результаты экспериментальных исследований некоторых режимов работы сильноточного импульсного ускорителя электронов «Гамма-1» // Сб. докл. междунаро. конф. «XII научные Харитоновские чтения». – Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2010. С. 49–54.
3. Гришин А. В., Калинычев А. Е., Ломтев С. С. Высоковольтная система синхронизации модуля установки «Гамма» // Сб. докл. IV научно-технической конференции «Молодежь в науке». – Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2006. С. 247–251.
4. Глушков С. Л., Козачек А. В., Пучагин С. Ю., Страбыкин К. В. Коммутаторы мощного импульсного ускорителя электронов // Сб. докл. VIII межотраслевой конф. по радиационной стойкости. – Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2008. С. 247–251.
5. Gordeev V. S., Zavyalov N. V., Grishin A. V. et al. Marx generator GIN-1000 with 1 MV output voltage and 80 kJ energy stored // 15th Int. conf. on High Power Particle Beams (BEAMS-2004). St.-Peterburg, Russia, July 18–23, 2004. P. 327–329.
6. Pavlovskii A. I., Tananakin V. A., Grishin A. V. et al. LIA-30 synchronization system // 9th IEEE Int. Pulsed Power Conf. Albuquerque, New Mexico, 1993. P. 913–915.

A Design of a Synchronization System of the GAMMA-4 Electrophysical Facility

A. V. Grishin, S. T. Nazarenko, A. V. Kozachek, D. A. Kalashnikov, S. L. Glushkov, B. P. Mironychev, V. M. Martynov, V. V. Turutin, D. A. Kul'dyushov, V. S. Pavlov, V. A. Demanov, T. F. Shikhanova, Yu. A. Yesaieva

A design of a synchronization system of the GAMMA-4 facility has been developed. The synchronization system should provide a triggering with precision not worse than ± 3 ns of high-volt trigatron type gas-filled gaps of modules' pulse forming systems (144 gaps, operating voltage 1 MV), pre-pulse switches of modules (24 gaps, operating voltage 3 MV) and eight Marx generators (40 gaps, operating voltage 100 kV).

УДК 539.1.03(621.384+533.9.07:533.952)

Управляемый газонаполненный разрядник на рабочее напряжение 1 МВ

В. А. Балакин, С. Л. Глушков,
М. А. Моисеевских, Г. А. Мысков,
С. А. Путевской

Описан газонаполненный разрядник тригатронного типа для 36-канального кольцевого коммутатора пятикаскадной водоизолированной двойной ступенчатой формирующей линии с выходным импедансом 2,9 Ом сильноточного ускорителя электронов «Гамма-1». При рабочем напряжении на разряднике 1 МВ его габариты: высота 160 мм, диаметр 240 мм. При использовании в качестве рабочей среды смеси элгаса (40 %) с азотом (60 %) при давлении 1,7 МПа время и разброс времени срабатывания разрядника составляют 16 и ± 2 нс соответственно при запасе электрической прочности не менее 1,5. Средняя коммутируемая через один разрядник энергия 3,3 кДж, ток 95 кА.

Введение

В РФЯЦ-ВНИИЭФ ведутся работы по созданию мощной многомодульной электрофизической установки ГАММА, предназначенной для исследований в области радиационной физики. К настоящему времени изготовлен и экспериментально отработан ее первый модуль – ускоритель «Гамма-1» [1]. Система формирования высоковольтных импульсов ускорителя выполнена на основе водоизолированной пятикаскадной двойной ступенчатой формирующей линии (ДСФЛ) с электрической емкостью ~ 235 нФ (рис. 1). Зарядка ДСФЛ до напряжения 1 МВ отрицательной полярности за время $\sim 0,9$ мкс осуществляется от двух включенных параллельно генераторов Аркадьева – Маркса с максимальным суммарным энергозапасом 190 кДж. Многоканальная коммутация линии осуществляется 36 газонаполненными управляемыми разрядниками тригатронного типа, расположенными симметрично по азимуту на корпусе ДСФЛ.

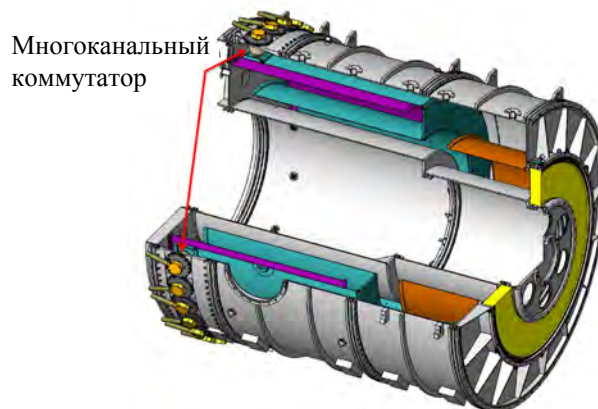


Рис. 1. Разрез ДСФЛ ускорителя «Гамма-1»

Следует отметить, что многоканальный коммутатор ДСФЛ является одним из наиболее ответственных узлов ускорителя, непосредственно влияющим на его выходные параметры, поэтому к его разрядникам предъявляются достаточно высокие требования по электропрочности, а также синхронности и стабильности запуска под действием управляющих импульсов.

Конструкция разрядника

На начальном этапе, используя в качестве прототипа разрядник на рабочее напряжение 500 кВ [2], разработанный во ВНИИЭФ для ускорителя ЛИУ-30 [3], был создан макет разрядника на 1 МВ (рис. 2). Изоляционный корпус, изготовленный из капролона, имеет коническую форму, что в условиях имеющихся ограничений по габаритам разрядника позволило заметно снизить максимальную напряженность электрического поля на его поверхности. Электроды, изготовленные из нержавеющей стали, имеют вставки из вольфрамового сплава. Высота разрядника 160 мм, диаметр 240 мм. Заземленный электрод разрядника с помощью болтов закрепляется на корпусе ДСФЛ. Высоковольтный электрод присоединяется к высоковольтному электроду ДСФЛ цапговым разъемом. Запуск разрядника осуществляется импульсом напряжения положительной полярности с амплитудой ~ 150 кВ, длительностью на полувысоте 20 нс и длительностью фронта ~ 10 нс, поступающим на управляющий электрод.

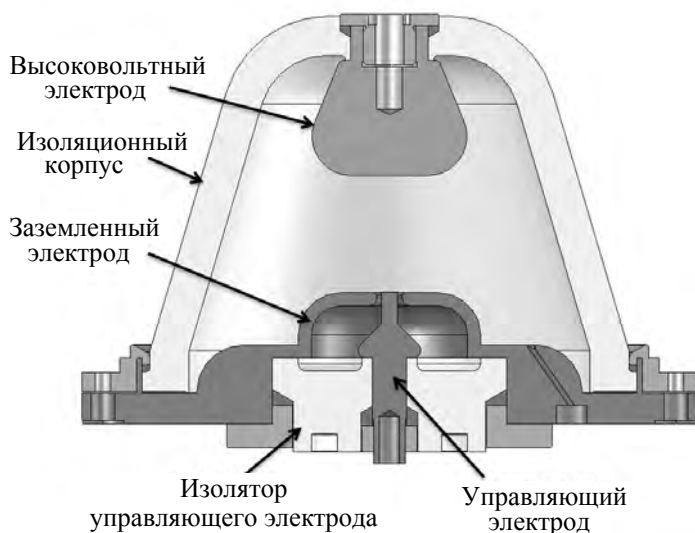


Рис. 2. Конструкция макета разрядника

В ходе экспериментальной отработки, подробно описанной в [4], была разработана окончательная конструкция разрядника, а также определены оптимальные состав и давление газовой смеси азота и элегаза ($N_2 + SF_6$) в его рабочем объеме. Внешний вид и разрез разрядника представлены на рис. 3.

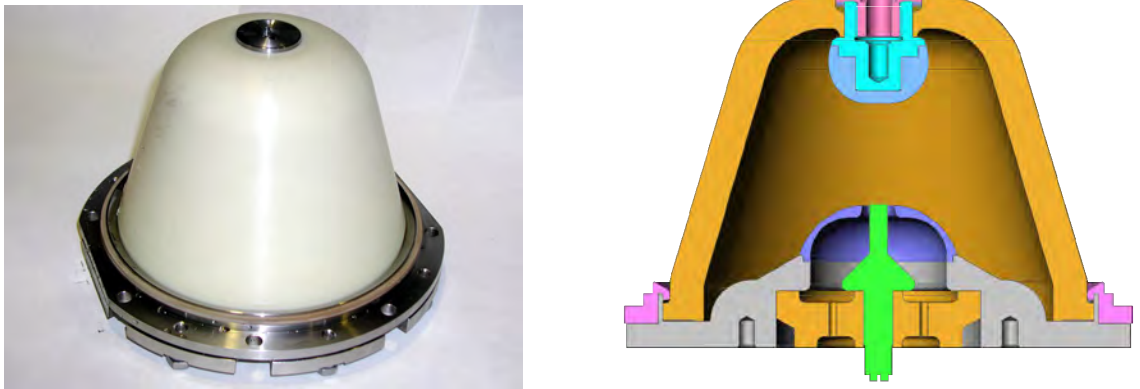


Рис. 3. Внешний вид (слева) и разрез разрядника на 1 МВ коммутатора ДСФЛ

Конструкция изоляционного корпуса осталась неизменной. Высоковольтный электрод приобрел шаровидную форму. Почти вся рабочая поверхность электрода выполнена из вольфрамового сплава. Основной искровой зазор разрядника остался неизменным, но был смещен в сторону высоковольтного электрода. Форма заземленного электрода изменилась: вся его выступающая центральная часть, а также управляющий электрод целиком выполнены из вольфрамового сплава. Разрядник наполняется газовой смесью через четыре отверстия в изоляторе управляющего электрода. Кроме того, было изменено крепление высоковольтного электрода разрядника к ДСФЛ: для обеспечения надежного электрического контакта цанговый разъем заменен на винтовой (рис. 4).

Для разработанной конструкции разрядника был проведен компьютерный расчет электрических полей с учетом геометрии формирующей линии. Согласно расчету максимальное значение напряженности электрического поля в газовом промежутке достигает 340 кВ/см на поверхности высоковольтного электрода и 280 кВ/см на поверхности заземленного. Максимальное значение напряженности на границе *газ – изоляционный корпус* 100 кВ/см.

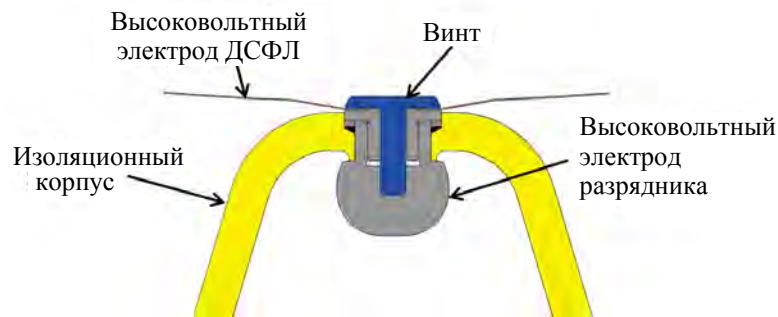


Рис. 4. Разрез крепления высоковольтного разъема разрядника к ДСФЛ

Соотношение элегаза и азота в газовой смеси в результате экспериментальной отработки выбрано равным 2:3 по объему. Для данного состава газовой смеси при давлении 1,7 МПа и рабочем напряжении 1 МВ разброс времени срабатывания разрядника составляет ± 2 нс, что не превышает времени распространения электромагнитной волны от одного разрядника до другого и обеспечивает синхронность работы всех разрядников в коммутаторе. При этом запас электропрочности разрядника – не менее 1,5.

Работа разрядника в составе коммутатора

Разработанные разрядники успешно эксплуатируются в составе коммутатора ДСФЛ. На рис. 5 представлена полученная с помощью емкостного делителя осциллограмма импульсов напряжения, формируемых на выходе ДСФЛ при работе на согласованную резистивную нагрузку.

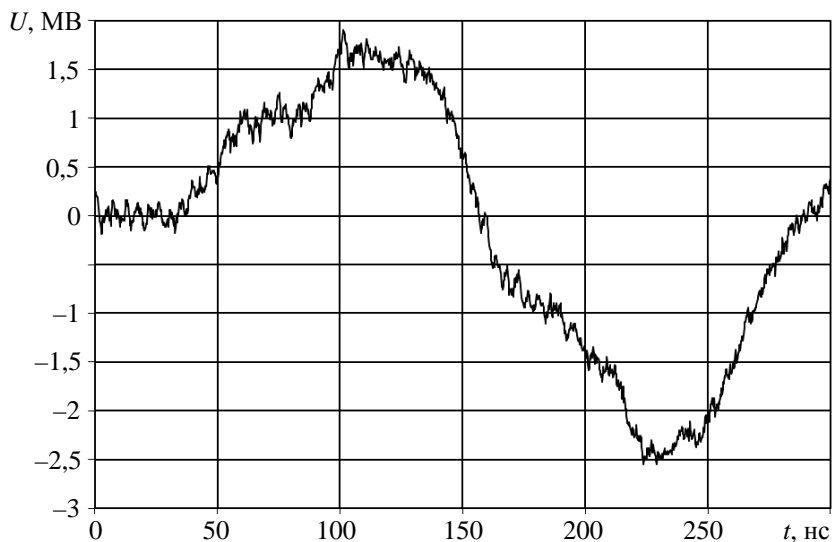
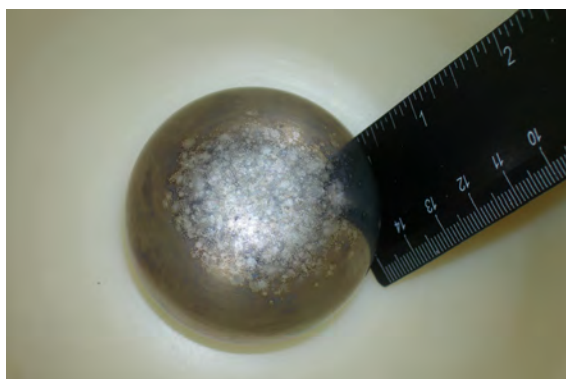


Рис. 5. Осциллограмма напряжения на выходе ДСФЛ при работе на резистивную нагрузку

К настоящему времени проведено более 600 включений ускорителя «Гамма-1». В большинстве случаев зарядное напряжение ДСФЛ находилось в пределах от 0,9 до 1 МВ. При таких напряжениях средняя коммутируемая через один разрядник энергия составляет 2,6 и 3,3 кДж, а ток – 86 и 95 кА соответственно. Неуправляемые пробои газового промежутка не наблюдались. Вероятность пробоя изолятора разрядника по его поверхности составила, по оценкам, менее 0,05 %. На рис. 6 показаны электроды одного из разрядников многоканального коммутатора ДСФЛ после 200 рабочих включений.



а



б

Рис. 6. Высоковольтный (а) и заземленный (б) электроды после 200 включений

Заключение

Для многоканального коммутатора ДСФЛ ускорителя «Гамма-1» создан компактный управляемый газонаполненный разрядник на рабочее напряжение 1 МВ с размерами $\varnothing 240 \times 160$ мм². Запас электрической прочности разрядника составляет не менее 1,5, средние коммутируемые энергия и ток – 3,3 кДж и 95 кА, время и разброс срабатывания – 16 и ± 2 нс соответственно. Разработанная конструкция обеспечивает требуемые надежность, стабильность и синхронность работы разрядников в составе формирующей системы ускорителя.

Список литературы

1. Gordeev V. S., Myskov G. A., Mikhailov E. S., Laptev D. V. Design of a high-current pulse electron accelerator // Problems of Atomic Sci. and Techn. Series «Nuclear Physics Investigations» (34). 1999. № 3. P. 68–70.
2. Афанасьев Б. А., Герасимов А. И., Кулешов Г. Д. и др. Многоканальный кольцевой разрядник на 500 кВ // ПТЭ. 1976. № 5. С. 100.
3. Pavlovskii A. I., Bosamykin V. S., Gerasimov A. I. et al. Linear accelerator with radial lines LIA-30 // Proc. of the 9th Int. conf. on High-Power Particle Beams. Washington, DC, USA, May 25–29, 1992.
4. Балакин В. А., Глушков С. Л., Моисеевских М. А., Путевской С. А. Экспериментальная отработка высоковольтного разрядника для мощного импульсного ускорителя электронов // Сб. докл. IV научно-техн. конф. «Молодежь в науке». – Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2006. С. 229–233.

1 MV Operating Voltage Controlled Gas-Filled Gap

V. A. Balakin, S. L. Glushkov, M. A. Moiseevskikh, G. A. Myskov, S. A. Putevskoy

Here is described a gas-filled trigatron type gap for a 36-channel ring switch of a five-cascade water-insulated double step forming line with output impedance of 2.9 Ohm high-current electron accelerator «Gamma-1». At discharger operating voltage of 1 MV its overall dimensions are: height – 160 mm, diameter – 240 mm. A mixture of insulating gas and nitrogen is in proportion 40 % SF₆ and 60 % N₂ under pressure of 17 MPa. The time and spread of the gap actuation time is 16 and ± 2 ns, correspondingly. When operating as a part of the double step forming line switch, the average energy, switched through a single gap, is 3.3 kJ, and the current is 95 kA.

О возможности ускорения атмосферных дейтронов в канале молнии до энергий эффективного ядерного синтеза ${}^2\text{H}({}^2\text{H}, n){}^3\text{He}$

Л. П. Бабич, Е. И. Бочков, И. М. Куцык

Анализируется возможность убегания атмосферных дейтронов в канале молнии до энергий эффективного ядерного синтеза ${}^2\text{H}({}^2\text{H}, n){}^3\text{He}$ в электрическом поле, усиленном вследствие сильного нарушения квазинейтральности плазмы. Показано, что нарушение квазинейтральности невозможно из-за ограничений, накладываемых как особенностями разрядов молнии в частности и разрядов в плотных газах вообще, так и фундаментальным ограничением, обусловленным высокой подвижностью электронов.

Введение

За первой попыткой Флейшера (Fleisher) обнаружить генерацию нейтронов молнией [1] последовал ряд публикаций, в которых сообщается о коррелированном с грозами статистически значимом росте скорости счета детекторов нейтронов [2–11]. Возможно, вслед за статьями [12] и [13] ожидаемая генерация нейтронов в грозовой атмосфере традиционно связывается с ядерным синтезом в каналах молнии, прежде всего с реакцией ${}^2\text{H}({}^2\text{H}, n){}^3\text{He}$ [2, 3, 8, 9, 14]. Было бы крайне интересно обнаружить ядерный синтез в канале молнии, поскольку это свидетельствовало бы о неполноте наших знаний о плазменных процессах в молнии, и в частности о том, что напряженность электрического поля E , степень ионизации i и температура T в некоторых областях канала намного выше традиционно принятых средних величин. Однако кинетическая энергия дейтронов в плотной атмосфере ограничена реакциями перезарядки $\text{D}^+ + \text{N}_2 \rightarrow \text{D} + \text{N}_2^+$ и столь малыми величинами, что ядерный синтез невозможен; поэтому наблюдавшееся усиление потока нейтронов в грозовой атмосфере связывается с фотоядерными реакциями [15–17]. По-видимому, этот прямой механизм, основанный на заслуживающих доверия сообщениях о коррелированных с грозами довольно интенсивных вспышках γ -излучения со спектрами фотонов, простирающимися выше порога фотоядерных реакций в воздухе 10,5 МэВ [4, 5, 7, 18–22], по неясным причинам не представляется удовлетворительным, и дискуссия о природе нейтронов грозового происхождения продолжается, в частности реанимируется идея ядерного синтеза ${}^2\text{H}({}^2\text{H}, n){}^3\text{He}$ [14].

Единственным путем обойти ограничение энергии дейтронов, накладываемое реакциями перезарядки, является сильное увеличение напряженности поля в канале молнии над измеренными величинами. Работая в этом направлении, в отличие от прямого нагрева ионов в невозмущенном электрическом поле [15–17], авторы работы [14] для объяснения генерации нейтронов в канале молнии обращаются к убеганию ионов в поле, локально усиленном пространственным зарядом плазмы. Их анализ мотивирован сообщением [6] о регистрации необычайно сильного потока нейтронов низких энергий в корреляции с разрядами молнии. Авторы [14] полагают, что из-за локального нарушения квазинейтральности плазмы напряженность электрического поля в канале становится локально равной $\vec{E}^* = \vec{E}(1 - Z/Z_i)$, где \vec{E} – напряженность внешнего поля, Z – заряд пробного (убегающего) иона и $Z_i = n_i/n_e$ – «средний заряд ионов» [14]. Если $Z/Z_i > 1$, то вектор поля \vec{E}^* переворачивается относительно направления \vec{E} . Более того, если $Z/Z_i \gg 1$, то перевернутое поле оказывается намного сильнее внешнего. Это происходит, если отношение концентрации ионов к концентрации дрейфующих электронов $n_i/n_e = Z_i \ll 1$ [14]. В результате малая часть ионов, включая атмосферные дейтроны, преодолевает реакции перезарядки и ускоряется «в направлении потока электронов» [14], т. е. в направлении внешней электрической силы $-e\vec{E}$, действующей на электроны, до энергий, достаточных для детектируемого ядерного синтеза. Эта интересная идея, обещающая новые возможности в физике молнии, сталкивается с серьезными трудностями. Ниже мы, исходя из особенностей разрядов в плотных газах вообще и молнии в частности, рисуем в общих чертах несколько специфических несогласованностей, а затем обсудим, возможно ли сильное нарушение квазинейтральности плазмы в больших областях канала молнии вообще.

Несогласованность процесса убегания ионов с общими характеристиками газовых разрядов и молнии

Обсудим, насколько соответствует механизм убегания ионов с ограничением напряженности поля в атмосфере пробивной напряженности [23–25]:

$$E_{br} = E_{br}^{(1)} P \approx 3 \frac{MB}{M \cdot \text{атм}} \cdot P(\text{атм}). \quad (1)$$

Формула (1) верна для пробоя в изначально неионизованном газе в однородном поле. Анализируемый процесс (убегание ионов) развивается в сильно ионизованном канале молнии в неоднородном поле, поэтому пробивная напряженность намного ниже, чем (1).

На рис. 2 в работе [14] иллюстрируется вычисленная зависимость отношения напряженности внешнего поля E к напряженности поля Драйсера (Dreicer) E/E_D от отношения скорости ионов к тепловой скорости электронов в v_i/v_{Te} для температуры электронов $T_e = 3$ эВ. Заметим, что температура плазмы в первые 10 мкс развития среднего возвратного удара (главная стадия молнии, средняя продолжительность $\Delta t_{light} \approx 50$ мкс [24, 25]) равна $\sim 30\,000$ К, т. е. близка к $T_e = 3$ эВ, но уменьшается до $20\,000$ К в течение следующих 20 мкс [24] и к моменту 50 мкс намного ниже 3 эВ. На рис. 2,а [14] представлена зависимость E/E_D от v_i/v_{Te} , вычисленная для концентрации электронов $n_e = 10^{21} \text{ м}^{-3}$ и $Z_i = 0,1; 0,01$ и $0,001$. С $n_e = 10^{21} \text{ м}^{-3}$, $T_e = 3$ эВ и кулонов-

ским логарифмом $\Lambda \sim 10$ получаем $E_D = 0,1$ МВ/м. Следовательно, на рис. 2,а $E = 0,01-0,05$ МВ/м при $E/E_D = 0,1-0,5$. На рис. 2,б [14] приведена зависимость E/E_D от v_i/v_{Te} для $Z_i = 0,001$ и $n_e = 10^{21} \text{ м}^{-3}$, 10^{22} м^{-3} , 10^{23} м^{-3} . С $n_e = 10^{22} \text{ м}^{-3}$ и 10^{23} м^{-3} и теми же T_e , Λ напряженность $E_D = 1$ МВ/м и 10 МВ/м. Следовательно, $E = 0,1-0,5$ МВ/м и $1-5$ МВ/м соответственно для $n_e = 10^{22}$ и 10^{23} м^{-3} . Эти значения E превышают $E_{br} = 0,1$ МВ/м согласно формуле (1) для принятой в [14] концентрации молекул $n_a = 10^{24} \text{ м}^{-3}$, т. е. $P = 1/27$ атм. Итак, заключаем, что, по крайней мере, для $n_e = 10^{22}$ и 10^{23} м^{-3} результаты на рис. 2 [14] несовместимы с ограничением, накладываемым пробоем. Кроме того, все использованные значения n_e намного меньше измеренных: $n_e = 10^{24} \text{ м}^{-3}$ в первые 5 мкс и уменьшается до 10^{23} м^{-3} в течение следующих 10 мкс возвратного удара [24].

На рис. 4 в работе [14] приведена удельная скорость генерации нейтронов, вычисленная в зависимости от приведенной напряженности внешнего поля $E/(n_a Z_i)$ в диапазоне 20–200. Учитывая, что E приведена в единицах МВ/м, концентрация нейтралов n_a – в единицах 10^{24} м^{-3} и используя число Лошмидта (Loshmidt) $N_L = 2,7 \cdot 10^{25} 1/(\text{м}^3 \cdot \text{атм})$, концентрацию n_a можно выразить следующим образом через давление P :

$$n_a = 2,7 \cdot 10^{25} (\text{м}^{-3} \cdot \text{атм}) \cdot P(\text{атм}) / 10^{24} (\text{м}^{-3}) = 27 \cdot P(\text{атм}). \quad (2)$$

Следовательно, с учетом ограничения (1) необходимо выполнение соотношения

$$E = 200 \cdot n_a Z_i \approx 200 \cdot 27 P(\text{атм}) \cdot Z_i < E_{br}^{(1)} \cdot P, \quad (3)$$

откуда следует ограничение

$$Z_i < 0,5 \cdot 10^{-3}, \quad (4)$$

несовместимое со значениями $Z_i \geq 0,001$, принятыми в [14]. Как указано выше, в сильно ионизованном канале значение $E_{br}^{(1)}$ меньше, чем (1), поэтому ограничение, накладываемое на Z_i , еще сильнее. Поскольку $Z_i = n_i/n_e$ [14], то нарушение квазинейтральности плазмы должно быть значительно сильнее, чем принято в [14]. Но даже с $Z_i = 0,001$ и измеренной напряженностью грозового поля $E_{thund} \approx 140-1200$ кВ/м (см. [24, 25] и цитируемую литературу) напряженность усиленного поля $|E^*| = E_{thund} \cdot |(1 - Z/Z_i)|$ для дейтронов ($Z = 1$) близка или на порядок величины выше пробивной напряженности (1).

Следующая несогласованность связана с тем, что согласно формуле (2) принятой в [14] концентрации нейтралов $n_a = 10^{24} \text{ м}^{-3}$ соответствует давление $P \approx 1/27$ атм (высота $z \approx 23$ км, средняя стратосфера). Но разряды молнии развиваются в тропосфере [24, 25] при давлениях $P \approx \exp(-z/7,1 \text{ км}) \approx (1/2,7 - 1)$ атм, которым соответствуют $n_a \approx (1 - 2,7) \cdot 10^{25} \text{ м}^{-3}$. Так, измерения [6] выполнены на высоте 3 км, где $n_a \approx 1,8 \cdot 10^{25} \text{ м}^{-3} \gg 10^{24} \text{ м}^{-3}$. Выход нейтронов в [14] вычислен с использованием сильно зависящей от n_a функции распределения ионов $f(v_i) =$

$= Cf(1 + Bv_i^4)^{-A/4B}$, где $A = (5/4)(n_a/EZ_i)(m_i/Ze)^2 \cdot 10^{-23}$. Использование вместо принятой в [14] концентрации $n_a \approx 10^{24} \text{ м}^{-3}$ ее значений в диапазоне $\approx (1-2,7) \cdot 10^{25} \text{ м}^{-3}$ ведет к кардинальному уменьшению хвоста $f(v_i)$ и, следовательно, числа предсказываемых нейтронов.

Удельная скорость генерации нейтронов $N_n/(V_{ch}\Delta t)$ на рис. 4 [14] вычислена для концентрации дейтерия $n_D = 5 \cdot 10^{18} \text{ м}^{-3}$ и концентрации дейтронов $n_i = 10^{18} \text{ м}^{-3}$; следовательно, для однородного распределения дейтерия в канале молнии степень ионизации $i = 1/5$. Поскольку вычисления в [14] выполнены с $n_a = 10^{24} \text{ м}^{-3}$, значения $n_e \leq 10^{23} \text{ м}^{-3}$, с которыми вычислена зависимость E/E_D от v_i/v_{Te} (рис. 2 [14]), не согласуются со столь высокой i . Несогласованность еще сильнее, потому что разряды молнии развиваются в высотах, где $n_a \sim 10^{25} \text{ м}^{-3}$.

Завышение i приводит к завышению тока молнии. Действительно, полагая $i = 1/5$, $n_a = 10^{24} \text{ м}^{-3}$ и используя скорость дрейфа электронов $v_e = \frac{\mu}{P} E_{br}^{(1)} P = \mu E_{br}^{(1)}$, где $\mu = 0,06 (\text{м}^2 \cdot \text{атм})/(\text{В} \cdot \text{с})$ – подвижность электронов [23], получаем ток в канале молнии с поперечным сечением S_{ch}

$$I(\text{А}) = en_e \mu E_{br}^{(1)} S_{ch} = ein_a \mu E_{br}^{(1)} S_{ch} = 6 \cdot 10^9 \cdot S_{ch} (\text{м}^2). \quad (5)$$

Известно, что радиус поперечного сечения самой горячей части канала, по которому течет ток, порядка нескольких сантиметров [24, 25]; поэтому, полагая $S_{ch} \sim (1-10) \cdot 10^{-3} \text{ м}^2$, находим из соотношения (5) слишком большой ток $I \sim (0,6-6) \text{ МА}$. С другой стороны, с типичными значениями тока молнии $I = 10-100 \text{ кА}$ [24, 25] получаем слишком маленькое поперечное сечение $S_{ch} = 1,6-16 \text{ мкм}^2$. Используя самую высокую скорость генерации нейтронов $N_n/(V_{ch}\Delta t) = 10^7$ на рис. 4 [14], длину канала $1-10 \text{ км}$ [24, 25], $S_{ch} = 1,6-16 \text{ мкм}^2$ и продолжительность возвратного удара $\Delta t_{light} \approx 50 \text{ мкс}$ [24, 25], получаем незначительное число нейтронов $N_n \approx 1-100$. Ситуация не улучшается, если использовать более реальную концентрацию нейтронов $n_a \approx 10^{25} \text{ м}^{-3}$ и уменьшить $E_{br}^{(1)}$ до разумного значения. Даже $N_n = (0,5-5) \cdot 10^6$, вычисленная с использованием сильно завышенной площади $S_{ch} = 1 \text{ м}^2$, слишком мала для регистрации удаленными счетчиками нейтронов из-за ослабления потока нейтронов в плотной атмосфере.

И наконец, оценим абсолютный выход нейтронов исходя из самой высокой скорости генерации нейтронов $N_n/(V_{ch}\Delta t) = 10^7 (\text{м}^3 \cdot \text{с})^{-1}$ на рис. 4 [14], но используя более реальные размеры канала. Авторы [14] определяют V_{ch} как «объем канала молнии» и Δt – как «время жизни электрического поля в канале молнии». Фактически в контексте их идеи вместо V_{ch} следует понимать малый объем канала с $n_i/n_e \ll 1$. Таковы ограниченные области на фронтах лидера и возвратного удара. Судя по увеличенной яркости, длина этих областей $l \sim 25-110 \text{ м}$ [24]. Противоречия собственному определению Δt , цитируемому выше, авторы [14] пишут, что «квазиустойчивые электрические поля, длящиеся десятки минут, могут быть сформированы во время зрелой стадии гроз. Поэтому Δt может изменяться на многие порядки величины от $5 \cdot 10^{-5} \text{ с}$ до нескольких сотен секунд» [14]. Но свободные ионы генерируются в пределах канала, а не в крупномасштабных полях

грозовых облаков; поэтому значение Δt должно равняться $\Delta t_{\text{light}} \approx 50$ мкс. Поскольку размер поперечного сечения наиболее горячей части канала порядка нескольких сантиметров [24, 25], вместо V_{ch} разумно использовать объем, равный площади $S_{\text{ch}} \sim (1-10) \cdot 10^{-3} \text{ м}^2$, умноженной на длину области с усиленным полем $l = 25-110$ м. В результате получаем нерегистрируемый выход нейтронов $N_n < 100-1000$ в одном ударе молнии.

Фундаментальная несогласованность

Исходя из феноменологии грозы и молнии, выше обсуждаются частные трудности механизма генерации нейтронов убегающими ионами. Не ясно, однако, возможно ли вообще ускорение ионов «в направлении потока электронов» [14], т. е. вдоль $-e\vec{E}$. Сомнение связано с тем, что электроны мобильнее ионов (отношение подвижности электронов и ионов $N_2^+ \sim 50000/1$), и поэтому обратное движение электронов вдоль \vec{E} («counter streaming» [14]) относительно потока тестовых ионов) предотвращает нарушение квазинейтральности. Следовательно, движение малой доли электронов в течение некоторого времени Δt вдоль \vec{E} , т. е. против дрейфа большей части электронов навстречу потоку тестовых ионов, способно предотвратить локальное переворачивание вектора поля и увеличение напряженности выше E . Для демонстрации этого используем уравнение Максвелла:

$$\frac{|\Delta E^*|}{\Delta x} \approx \frac{e}{\epsilon_0} |n_e - n_i|, \quad (6)$$

где ϵ_0 – диэлектрическая проницаемость вакуума.

Смещение электронов, дрейфующих со скоростью v_e в течение времени Δt , есть $\Delta x = v_e \Delta t = (\mu_e/P) \cdot E^* \Delta t$. Полагаем, что изменение $|\Delta E^*|$ порядка самой величины E^* и $n_i \ll n_e$. Это верно, поскольку $|\Delta E^*| = |E - E^*| = E(Z/Z_i) \sim E^*$ для $Z/Z_i \gg 1$ и $n_i/n_e = Z_i \ll 1$ [14]. Таким образом, уравнение (6) сводится к выражению

$$\Delta t \approx \frac{\epsilon_0}{e(\mu/P)n_e}, \quad (7)$$

означающему, что для уменьшения напряженности E^* до E электроны с плотностью n_e должны «двигаться против потока» в течение времени порядка максвелловского времени релаксации. Полагая здесь $\mu = 0,06 \text{ м/(В·с)}$ [23], $P = 1/27 \text{ атм}$ [14] и $n_e = 10^{21} \text{ м}^{-3}$ (самое малое значение в [14]), получаем $\Delta t \sim 4 \cdot 10^{-14} \text{ с}$. Как отмечается выше, $n_e \approx 10^{24} \text{ м}^{-3}$ во время первых 5 мкс возвратного удара и уменьшается на порядок во время следующих 10 мкс [23]. С $n_e = (10^{23} - 10^{24}) \text{ м}^{-3}$ и $P = (1/2, 7 - 1) \text{ атм}$ $\Delta t \approx 10^{-15} - 10^{-16} \text{ с}$. В любом случае Δt на много порядков величины меньше средней продолжительности возвратного удара $\Delta t_{\text{light}} \approx 50$ мкс. Следовательно, обратное движе-

ние электронов предотвращает сильное нарушение квазинейтральности, необходимой для убегания ионов. С другой стороны, с $\Delta t = \Delta t_{\text{light}} \approx 50$ мкс соотношение (7) дает $n_e \approx 5 \cdot 10^{13} \text{ м}^{-3}$ и $n_e \approx 5 \cdot 10^{14} \text{ м}^{-3}$ соответственно для $P = 1/2,7$ и $1/27$ атм. Даже с $\Delta t \approx 50$ нс, требуемым для пробы в малых воздушных объемах лабораторных размеров, уравнение (7) дает $n_e \approx 5 \cdot 10^{16} \text{ м}^{-3}$ и $n_e \approx 5 \cdot 10^{17} \text{ м}^{-3}$ соответственно для $P = 1/2,7$ и $1/27$ атм. Все эти значения n_e , достаточные для предотвращения нарушения квазинейтральности, много меньше значений 10^{21} , 10^{22} и 10^{23} м^{-3} , используемых в [14], и тем более меньше значений $n_e = (10^{23} - 10^{24}) \text{ м}^{-3}$, измеренных в возвратном ударе [24].

Заключение

Согласно выполненным оценкам обратное движение малой доли электронов против направления основного потока электронов предотвращает сильное нарушение квазинейтральности в значительных объемах канала молнии, необходимое для убегания дейтронов до высоких энергий и детектируемой генерации нейтронов в реакциях ядерного синтеза. На фронте лидеров квазинейтральность действительно нарушается, и локальное поле здесь сильнее внешнего поля, но векторы обоих полей коллинеарны. Таким образом, мы вынуждены заключить, что интересная гипотеза, выдвинутая в работе [14] с целью реанимации ядерного синтеза в канале молнии, скорее всего, неадекватна.

Убегание ионов привлечено в [14] для объяснения чрезвычайно высокого потока нейтронов низких энергий, который, как утверждается, зарегистрирован в работе [6] и, по мнению авторов [6] и [11], несовместим с фотоядерным механизмом. Но результаты моделирования методом Монте-Карло демонстрируют, что в эксперименте [6] регистрировалось γ -излучение и электроны высоких энергий [5, 26, 27]. Как и в работах [26, 27], мы еще раз обращаем внимание на то, что повышение скорости счета детекторов во времена гроз не обязательно связано с усилением потока атмосферных нейтронов, поскольку детекторы чувствительны к любым проникающим излучениям. Это замечание своевременное, в частности, ввиду отсутствия коррелированных с грозами нейтронов в продолжительных новых наблюдениях [28]. Но фотоядерные нейтроны действительно могут генерироваться грозами согласованно с γ -вспышками, что демонстрируется результатами численного моделирования [26, 27, 29, 30] и эксперимента [4].

Список литературы

1. Fleisher R. L. Search for neutron generation by lightning // J. Geophys. Res. 1975. Vol. 80. P. 5005–5009.
2. Shah G. N., Razdan H., Bhat C. L., Ali Q. M. Neutrons generation in lightning bolts // Lett. to Nature. 1985. Vol. 313. P. 773–775.
3. Bratolyubova-Tsulukidze L. S., GrachёB E. A., Grigoryan O. R. et al. Thunderstorms as the probable reason of high background neutron fluxes at $L < 1,2$ // Adv. in Space Res. 2004. Vol. 34. P. 1815–1818.

4. Chilingarian A., Daryan A., Arakelyan K. et al. Ground-based observations of thunderstorm-correlated fluxes of high-energy electrons, gamma rays, and neutrons // *Phys. Rev. D*. 2010. Vol. 82. P. 043009.
5. Chilingarian A., Bostanjyan N., Karapetyan T., Vanyan L. Remarks on recent results on neutron production during thunderstorms // *Phys. Rev. D*. 2012. Vol. 86. P. 093017.
6. Gurevich A. V., Antonova V. P., Chubenko A. P. et al. Strong flux of low-energy neutrons produced by thunderstorms // *Phys. Rev. Lett.* 2012. Vol. 108. P. 125001.
7. Tsuchiya H., Hibino K., Kawata K. et al. Observation of thundercloud-related gamma-rays and neutrons in Tibet // *Phys. Rev. D*. 2012. Vol. 85. P. 092006.
8. Shyam A., Kaushik T. C. Observation of neutron bursts associated with atmospheric lightning discharge // *J. Geophys. Res.* 1999. Vol. 104. P. 6867–6869.
9. Кужевский Б. М. Генерация нейтронов в молниях // *Вестник Московского университета. Сер. 3. Физика. Астрономия*. 2004. Т. 5. С. 14–16.
10. Martin I. M., Alves M. A. Observation of a possible neutron burst associated with a lightning discharge // *J. Geophys. Res.* 2010. Vol. 115. P. A00E11 [doi: 10.1029/2009JA014498].
11. Стародубцев С. А., Козлов В. И., Торопов А. А. и др. Первые экспериментальные наблюдения всплесков нейтронов под грозовыми облаками вблизи уровня моря // *Письма в ЖЭТФ*. 2012. Т. 96, № 3. С. 201–204.
12. Libby L. M., Lukens H. R. Production of radiocarbon in tree rings by lightning bolts // *J. Geophys. Res.* 1973. Vol. 78. P. 5902.
13. Fleisher R.L., Palmer J.L., Crouch K. Are neutrons generated by lightning // *J. Geophys. Res.* 1974. Vol. 79. P. 5013.
14. Fülöp T., Landreman M. Ion runaway in lightning discharges // *Phys. Rev. Lett.* 2013. Vol. 111. P. 015006.
15. Бабич Л. П. Генерация нейтронов в гигантских восходящих атмосферных разрядах // *Письма в ЖЭТФ*. 2006. Т. 84. С. 345.
16. Бабич Л. П. Механизм генерации нейтронов, коррелированных с разрядами молнии // *Геомагнетизм и аэрономия*. 2007. Т. 47. С. 702–708.
17. Babich L. P., Roussel-Dupré R. A. The origin of neutron flux increases observed in correlation with lightning // *J. Geophys. Res.* 2007. Vol. 112. P. D13303 [doi:10.1029/2006JD008340].
18. Khaerdinov N. S., Lidvansky A. S., Petkov V. B. Cosmic rays and the electric field of thunderclouds: evidence for acceleration of particles (runaway electrons) // *Atmospheric Res.* 2005. Vol. 76. P. 246–354.
19. Smith D. M., Lopez L. I., Lin R. P., Barrington-Leigh C. P. Terrestrial gamma-ray flashes observed up to 20 MeV // *Science*. 2005. Vol. 307. N D4. P. 1085–1088.
20. Briggs M. S., Fishman G. J., Connaughton V. et al. First results on terrestrial gamma-ray flashes from the Fermi gamma-ray burst Monitor // *J. Geophys. Res.* 2010. Vol. 115. P. A07323 [doi: 10.1029/2009JA015242].
21. Tavani M. et al. Terrestrial gamma-ray flashes as powerful particle accelerators // *Phys. Rev. Lett.* 2011. Vol. 106. P. 018501 [doi:10.1103].

22. Tsuchiya H., Enoto T., Yamada S. et al. Detection of high-energy gamma-rays from winter thunderclouds // Phys. Rev. Lett. 2007. Vol. 99. P. 165002.
23. Raizer Yu. P. Gas Discharge Physics. – Berlin: Springer, 1991.
24. Bazelyan E. M. and Raizer Yu. P. Lightning physics and lightning protection. – Bristol: IOP Publishing, 2000.
25. Rakov V. A., Uman M. A. Lightning physics and effects. – New York: Cambridge Univ. Press, 2003.
26. Бабич Л. П., Бочков Е. И., Залялов А. Н., Куцык И. М. Об усилении потока нейтронов в грозовой атмосфере и возможности их регистрации // Письма в ЖЭТФ. 2013. Т. 97. С. 333.
27. Babich L. P., Bochkov E. I., Dwyer J. R. et al. Numerical analysis of 2010 high-mountain (Tien-Shan) experiment on observations of thunderstorm-related low-energy neutron emissions // J. Geophys. Res. 2013. Vol. 118 [doi:10.1002/2013JA019261].
28. Alexeenko V., Arneodo F., Bruno G. et al. Sporadic variations of thermal neutron background measured by a global net of the en-detectors // 33rd Int. cosmic ray conf. Rio de Janeiro, 2013.
29. Babich L. P., Bochkov E. I., Donskoï E. N., Kutsyk I. M. Source of prolonged bursts of high-energy gamma-rays detected in thunderstorm atmosphere in Japan at the coastal area of the Sea of Japan and on high mountain top // J. Geophys. Res. 2010. Vol. 115. P. A09317 [doi:10.1029/2009JA015017].
30. Babich L. P., Bochkov E. I., Kutsyk I. M., Roussel-Dupré R. A. Localization of the source of terrestrial neutron bursts detected in thunderstorm atmosphere // J. Geophys. Res. 2010. Vol. 115. P. A00E28 [doi:10.1029/2009JA014750].

About Possibility of Acceleration Atmospheric Deuterons in the Lightning Channel up to Energies of Efficient Nuclear Synthesis ${}^2\text{H}({}^2\text{H}, n){}^3\text{He}$

L. P. Babich, E. I. Bochkov, I. M. Kutsyk

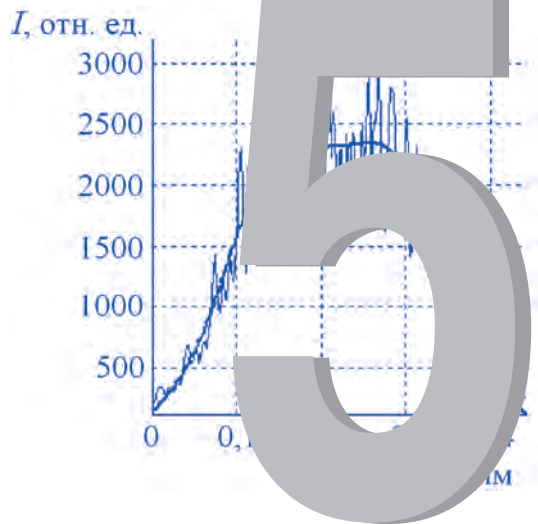
A possibility of atmospheric deuteron runaway is analyzed in the lightning channel up to energies of efficient effective nuclear synthesis ${}^2\text{H}({}^2\text{H}, n){}^3\text{He}$ in electric field strengthened owing to strong violation of plasma quasi-neutrality. It is shown that the quasi-neutrality violation is impossible both because of the restrictions, imposed by peculiarities of the lightning discharges in particular and discharges in dense gases in general, and the fundamental restriction due to high electron mobility.

СОДЕРЖАНИЕ

Изэнтропическое расширение плазмы меди в мегабарном диапазоне давлений с использованием лазерной установки ЛУЧ.....232

РАЗДЕЛ

ПЛАЗМА И ТЕРМОЯДЕРНЫЙ СИНТЕЗ



УДК 532.591

Изэнтропическое расширение плазмы меди в мегабарном диапазоне давлений с использованием лазерной установки ЛУЧ

Представлены результаты экспериментов по исследованию высокоэнергетических состояний адиабатически расширенной в преграды из Al, Ti, Sn плазмы меди после ее сжатия и нагрева ударной волной до давления ~ 8 Мбар, генерируемой на импульсной лазерной установке ЛУЧ и при интенсивности лазерного излучения $\sim 10^{14}$ Вт/см². Теоретический анализ и квантовое моделирование полученных данных показали, что в проведенных экспериментальных исследованиях реализован случай сильно вырожденной неидеальной плазмы.

**С. А. Бельков, И. Н. Воронич,
С. Г. Гаранин, В. Н. Деркач,
П. Р. Левашов*, Д. В. Минаков*,
Е. И. Митрофанов, В. Е. Фортов***

Введение

Поведение плазмы с экстремально высокими давлениями и температурами привлекает повышенное внимание исследователей возможностью проникновения в неизвестные области фазовой диаграммы вещества, а также все возрастающим числом энергетических, космических и оборонных приложений [1–4]. Пальма первенства здесь принадлежит динамическим методам [5–8], использующим мощные ударные волны для сжатия и необратимого разогрева вещества во фронте этих волн. Для их генерации применяются различные энергетические устройства: конденсированные химические взрывчатые вещества [5, 6], легкогазовые пушки [7], электродинамические ускорители [9], пучки релятивистских ионов [10, 11], подземные ядерные взрывы [12–14] и концентрированное лазерное излучение [15–19]. В последнем случае в лабораторных условиях получены экстремальные давления в десятки и сотни мегабар [18], недоступные для традиционной техники генерации [5–8], но достигнутые ранее в ближней зоне ядерного взрыва [12–14]. Они позволяют получать высокие давления и температуры в сжатых средах [5, 6], однако область пониженных плотностей (включая кривую кипения, испарения, область перехода металл – диэлектрик, плазменного фазового перехода и окрестность критической точки металлов) [1, 8, 20] оказывается

© Journal of Appl. Phys. 2014. Vol. 115. P. 033506-1–033506-7.

*Объединенный институт высоких температур РАН, г. Москва.

для них недоступной. Исследовать промежуточные между твердым телом и газом состояния плазмы позволяет метод изэнтропического расширения [21–23], основанный на генерации плазмы при адиабатическом расширении конденсированного вещества, предварительно сжатого и необратимо разогретого во фронте мощной ударной волны.

Исследования уравнений состояния веществ представляют фундаментальный интерес для многих областей физики, в том числе астрофизики и геофизики [1, 5, 6, 24]. Эти знания необходимы для замыкания уравнений гидродинамики, описывающих течение горячей плотной плазмы, при расчетном моделировании процессов сжатия мишеней инерционного термоядерного синтеза [1, 24], сверхскоростного удара [25] и многих других процессов и явлений физики высоких плотностей энергии. Одним из основных современных источников данных для построения уравнения состояния являются динамические эксперименты по исследованию ударной сжимаемости и адиабатическому расширению материалов [5, 6, 8], которые также служат основой для верификации теоретических моделей описания сжатого и нагретого вещества [24].

Напомним, что калорическое уравнение состояния – это зависимость внутренней энергии E от давления P и плотности ρ : $E = E(P, \rho)$ [5, 6, 24]. С математической точки зрения уравнение состояния определяет некоторую поверхность в трехмерном пространстве $\{E, \rho, P\}$. Измерение ударной адиабаты дает лишь одну из кривых, лежащих на этой поверхности, поскольку ρ и P при ударном сжатии не являются независимыми переменными, а связаны между собой отношениями Ренкина – Гюгонио [5, 6, 24]. Таким образом, существует необходимость дать уточненное описание уравнения состояния веществ: чем больше кривых будет определено в результате экспериментальных измерений, тем более полным будет представление о форме поверхности $E = E(P, \rho)$ в [5, 6].

В данной работе коснемся только изучения термодинамики – уравнения состояния плотной сильнонеидеальной плазмы меди в мегабарном диапазоне динамических давлений. В статье приводятся результаты экспериментов по фиксации высокоэнергетических (мегабарных) состояний адиабатически расширенной в преграды из Al, Ti, Sn плазмы меди после ее сжатия и нагрева мощной ($P \sim 8$ Мбар) ударной волной, генерируемой на импульсной лазерной установке ЛУЧ [26], и при интенсивности лазерного излучения $\sim 10^{14}$ Вт/см².

В эксперименте используется метод отражения [5, 6, 21–23, 27]. В данной постановке эксперимента (рис. 1) за исследуемым веществом размещается преграда – вещество с меньшей динамической жесткостью и известной ударной адиабатой. При переходе ударной волны из исследуемого образца в преграду происходит распад разрыва: по преграде начинает распространяться ударная волна (УВ), а по образцу исследуемого вещества – адиабатическая волна разгрузки. Измерив скорость фронта УВ в преграде D , можно определить состояние вещества преграды за фронтом ударной волны. Точка на ударной адиабате в PU -переменных, отвечающая состоянию вещества преграды за фронтом ударной волны, одновременно будет точкой, лежащей на изэнтропе расширения исследуемого вещества на PU -диаграмме [5]. Метод применяется для любых материалов [28], однако наилучшие результаты можно получить при условии использования преград из оптически прозрачного вещества, например кварца [29–31]: в этом случае использование активных интерферометрических методик [32] позволяет непосредственно регистрировать динамику движения фронта УВ.

Проведя серию экспериментов при одинаковом начальном состоянии ударно-сжатого исследуемого вещества (ρ_0, P_0, E_0) и разных материалах преграды, можно получить интересующую изэнтропу расширения вещества из начального состояния в переменных P и U : $U = U(P)$ [24].

Постановка эксперимента

Схема экспериментов, характерная для метода отражения [21, 23, 31], представлена на рис. 1,а. Мишень имеет базовый слой из исследуемого вещества, на тыльной стороне которого размещены две ступени из исследуемого вещества и вещества преграды. Характерные параметры мишени приведены в табл. 1. Измерение времени прохождения УВ по ступеням известной толщины позволяет определить фазовые скорости движения ударных волн и, как следствие, состояние материалов на PU -диаграмме (рис. 1,б) как место пересечения ударных адиабат с прямыми $P = \rho_{1,2} D_{1,2} U$, где ρ_1 и ρ_2 – начальные плотности, а D_1 и D_2 – скорости УВ в материалах.

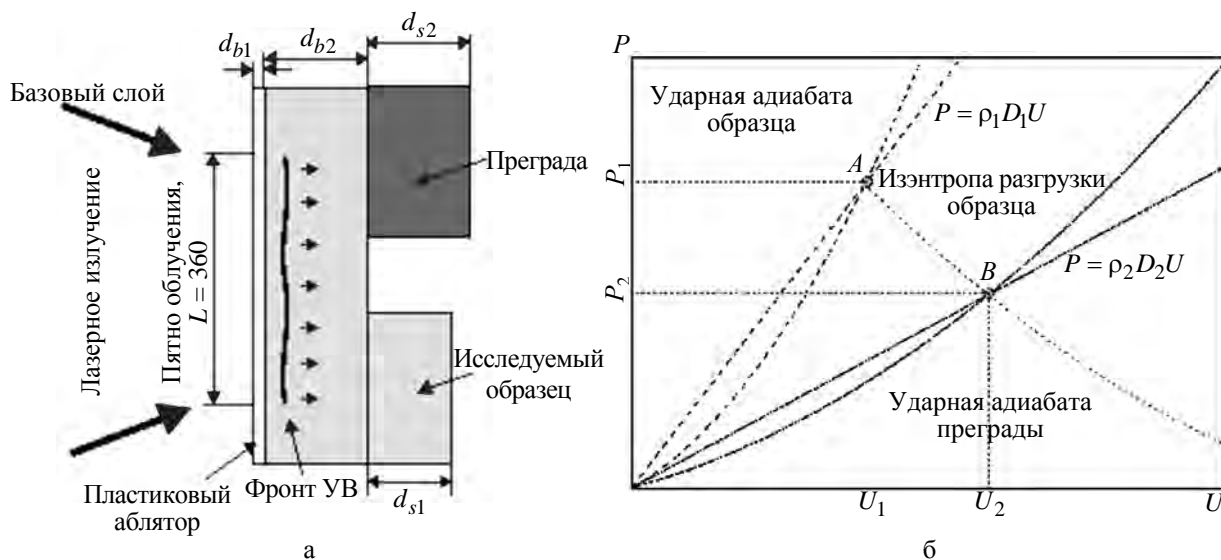


Рис. 1. Мишень для экспериментов по измерению энтропии расширения (а), метод построения энтропии на PU -диаграмме (б): энтропия (прерывистая линия) проводится из точки A , принадлежащей ударной адиабате исследуемого вещества, в точку B , принадлежащую ударной адиабате преграды

Таблица 1

Основные параметры экспериментальной мишени

Толщина аблятора (d_{b1}), мкм	3–4
Толщина базового слоя (d_{b2}), мкм	20–30
Толщина образца (d_{s1}), мкм	10–20
Толщина преграды (d_{s2}), мкм	13–25
Зазор между ступенями (d_s), мкм	80–100
Поперечный размер мишени, мм	1,5
Поперечный размер ступеней образца и преграды, мкм	>600

Для применения принципов динамической диагностики (определения термодинамических параметров ударно-сжатого вещества по кинематическим параметрам движения ударной волны и волн разгрузки) ударная волна должна быть стационарной и плоской [2, 5, 6]. Параметры мишени определялись по одномерной программе [33], применявшейся при анализе результатов боль-

шей части экспериментов, проведенных на лазерных установках ИСКРА-4 и ИСКРА-5 [34–36]. В расчетах учитывались реализуемые в эксперименте параметры облучения мишеней: длина волны излучения 0,527 мкм, энергия импульса 200–300 Дж, форма импульса – трапеция с длительностью по полувывсоте 2,0 нс, передний и задний фронт имеют длительность около 1 нс, контраст импульса по мощности и энергии составляет $>10^7$.

В расчетах получено, что УВ является стационарной с погрешностью не более 3 % при распространении на глубину от ≈ 17 до ≈ 48 мкм, т. е., согласно данным табл. 1, УВ формируется в базовом слое и сохраняет скорость при распространении через всю мишень, включая ступени. Необходимо отметить, что 3 %-ная нестационарность скорости УВ определена исходя из предельных возможностей обеспечения максимальной точности регистрации скорости УВ в экспериментах. Характерная скорость фронта УВ в меди в указанных выше условиях облучения составляет ≈ 14 км/с, а давление за фронтом УВ ≈ 9 Мбар.

Для обеспечения одномерности эксперимента (плоской ударной волны) размер пятна фокусировки должен многократно превышать толщину мишени, а интенсивность должна быть одинаковой на пространственном масштабе, превышающем поперечный размер всех трех (база и ступени) фрагментов мишени. Для формирования пятна облучения в экспериментах использован линзовый растр [37], обеспечивающий распределение интенсивности с плоской вершиной, размером $\approx 180 \times 360$ мкм. Характерный вид распределения интенсивности в пятне, полученном с использованием растра, представлен на рис. 2.

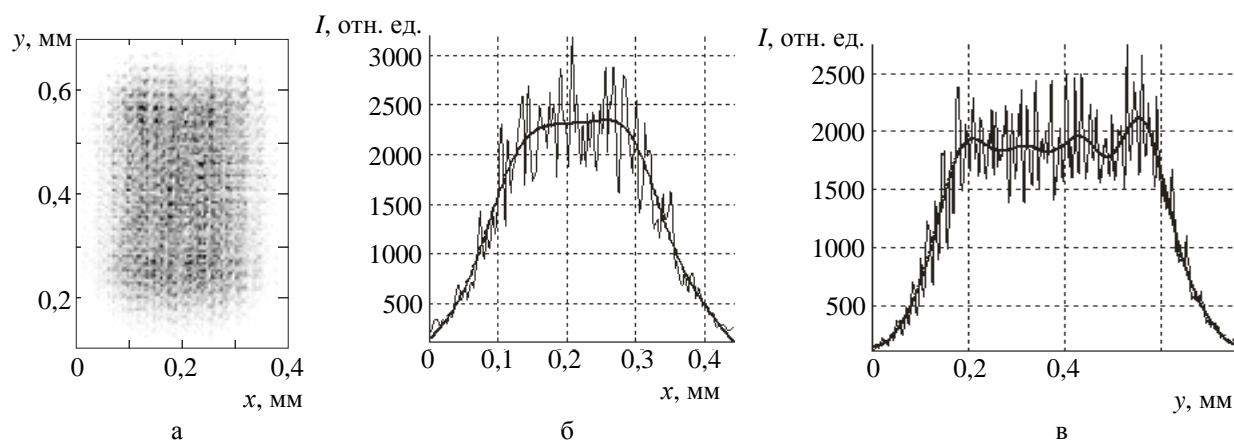


Рис. 2. Пятно облучения (а) и поперечное сечение пятна в вертикальном (б) и горизонтальном (в) направлениях. Толстой линией показана огибающая распределения интенсивности

Неоднородность огибающей распределения интенсивности с учетом усреднения по масштабам ≤ 30 мкм, т. е. с учетом размеров порядка и больше характерной толщины мишеней, составляет <7 % по пиковому значению и ≈ 2 % по среднеквадратичному. При использовании растра в однородной части пятна достигается концентрация ~ 50 % упавшей энергии излучения.

Контроль качества изготовления мишеней осуществлялся с использованием профилометрической, интерферометрической и рентгенографической методик [38]. Характерный размер ступеней в экспериментах составлял: 13 мкм для Sn, 16 мкм для Ti и до 24 мкм для Al. Погрешность измерения высоты ступеней $<0,2$ мкм для всех типов мишеней.

Скорость движения УВ в веществе определялась за счет измерения временного интервала между появлением УВ из базового слоя и ступени. Время появления ударной волны из того или иного фрагмента мишени определялось посредством регистрации теплового свечения фронта УВ

при выходе на тыльную сторону мишени. Регистрация свечения УВ осуществлялась в интервале длин волн от 0,35 до 0,48 мкм на высокоскоростном электронно-оптическом преобразователе (ЭОП) с щелевой разверткой [39]. Для выравнивания и стабилизации параметров свечения УВ на тыльную сторону мишени наносился дополнительно слой свинца толщиной в доли микрометра (толщина слоя много меньше высоты ступеней и практически не влияет на погрешность измерения). Пространственное разрешение методики обработки сигналов свечения УВ для выполненной серии экспериментов составляло $\Delta d_A < 10$ мкм, погрешность измерения временных интервалов $\Delta t_A < 10$ пс.

Результаты экспериментов по исследованию адиабатического расширения меди

В экспериментах использовалась мишень с базовой частью из слоя полипараксилилена толщиной 3 мкм и слоя меди толщиной 20–30 мкм. Толщина полипараксилилена, служившего аблятором, выбиралась расчетно, чтобы исключить возможность его прогорания за время длительности импульса и прогрева материалов ступеней, расположенных на тыльной стороне мишени, жестким рентгеновским излучением, генерируемым в лазерной короне. Полная толщина базовой части обеспечивала стационарность ударной волны и исключала ее взаимодействие с волной разрежения, распространяющейся от фронтальной поверхности мишени после окончания импульса.

Для доказательства одномерности ударной волны сформированного на выходе базового слоя проводилась серия специальных экспериментов; при оптимальных параметрах фокусировки с использованием растра продемонстрирована высокая временная и пространственная стабильность УВ и однородность ее фронта. Результат регистрации свечения УВ в этих экспериментах показан на рис. 3. По результатам обработки получены следующие данные по неоднородности выхода фронта УВ из плоского слоя: максимальное рассогласование времени выхода УВ в пределах центральной области свечения размером 360 мкм составило 30 пс, среднеквадратическое – около 10 пс.

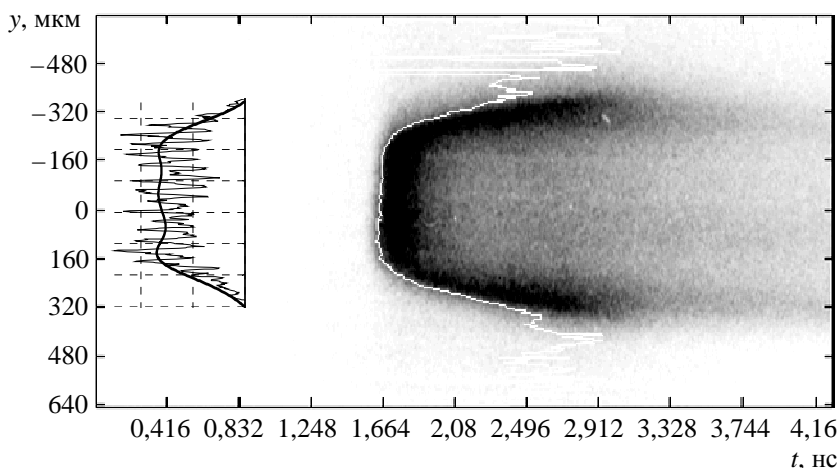


Рис. 3. Регистрация свечения УВ в эксперименте с плоской мишенью: белая линия – изолиния времени выхода фронта УВ, фрагмент слева – распределение интенсивности в лазерном пучке на мишени

Однако в некоторых экспериментах возможно большее искажение пространственно-временной структуры (ПВС) сигнала регистрации, вызванное увеличением неоднородности распределения интенсивности на фронтальной стороне мишени, что, в свою очередь, увеличивает погрешность измерения скорости. Для уменьшения ошибки измерения, связанной с неодновременностью выхода УВ из плоской части мишени (неоднородностью ее облучения), в экспериментах проводилась одновременная регистрация пятна облучения мишени и ПВС ударной волны. Для установления закономерностей трансформации ПВС фронта УВ при распространении через мишень и установления связи с параметрами облучения выполнена еще одна серия экспериментов, позволившая разработать модель, обеспечивающую согласование расчетной и экспериментально регистрируемой ПВС ударной волны с погрешностью менее 10 пс.

На втором этапе проводились исследования с применением мишени, имеющей ступени. Одна из типичных регистрограмм такого эксперимента представлена на рис. 4. Отчетливо видна искаженная ПВС сигнала свечения УВ, вышедшего из оловянной ступени. Для коррекции сигнала использовалась описанная выше процедура.

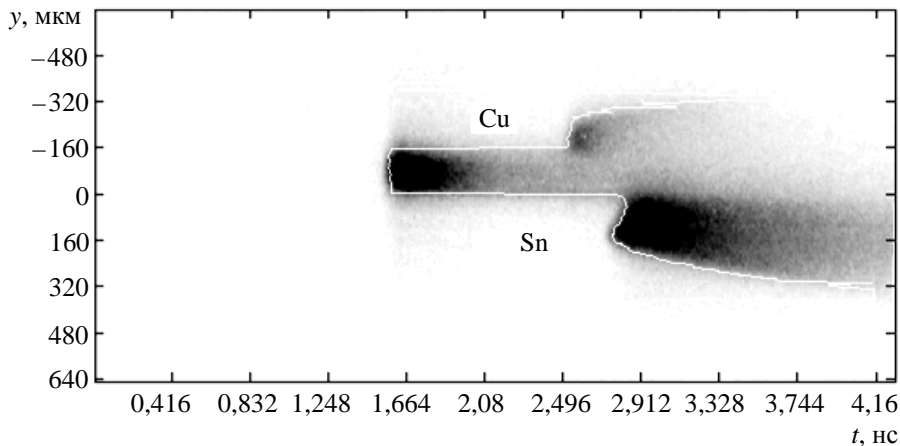


Рис. 4. Регистрация свечения УВ в эксперименте с мишенью с преградой из олова: белая линия – изолиния времени выхода фронта УВ

Погрешность измерения скоростей УВ в экспериментах определялась по формуле

$$\delta D = \frac{|\Delta d_s|}{d_s} + \frac{|\Delta t_s| + |\Delta t_B| + |\Delta t_A|}{t_s},$$

где d_s – высота ступеней, t_s – время распространения УВ по материалу, Δd_s – абсолютная погрешность измерения высоты ступеней, Δt_B – неодновременность выхода УВ из базового слоя, Δt_s – неодновременность появления сигнала в ступени.

Результаты, полученные в ходе проведения серии экспериментов по исследованию изэнтропического расширения меди, предварительно сжатой сильной ударной волной до давления ~8 Мбар, приводятся в табл. 2 и на PU -диаграмме (рис. 5). В опытах отмечена некоторая нестабильность условий эксперимента, поэтому начальные состояния в меди различаются. Как следствие, получены данные по серии изэнтроп. Характерные значения погрешностей измерений составили: скорости УВ – $\delta D = 3-7\%$, давления – $\delta P = 7-17\%$, массовой скорости – $\delta U = 4-12\%$.

Экспериментальные значения давления (P), фазовой (D) и массовой (U) скоростей УВ

Номер опыта	Вещество преграды	Образец			Преграда		
		$D_s \pm \delta D_s$, км/с	$U_s \pm \delta U_s$, км/с	$P_s \pm \delta P_s$, Мбар	$D_a \pm \delta D_a$, км/с	$U_a \pm \delta U_a$, км/с	$P_a \pm \delta P_a$, Мбар
160910	Al	$12,8 \pm 0,78$	$6,12 \pm 0,55$	$6,99 \pm 1,04$	$15,9 \pm 1,3$	$8,09 \pm 1,11$	$3,49 \pm 0,76$
270910	Sn	$11,3 \pm 0,2$	$6,38 \pm 0,33$	$7,49 \pm 0,63$	$10,5 \pm 0,6$	$7,19 \pm 0,31$	$6,36 \pm 0,60$
051010	Ti	$12,0 \pm 0,5$	$6,16 \pm 0,45$	$7,07 \pm 0,86$	$12,5 \pm 0,2$	$8,20 \pm 0,28$	$5,25 \pm 0,30$
101210	Al	$12,6 \pm 0,5$	$5,97 \pm 0,36$	$6,72 \pm 0,67$	$16,1 \pm 0,5$	$8,26 \pm 0,43$	$3,60 \pm 0,30$
161210	Al	$13,3 \pm 0,7$	$6,48 \pm 0,51$	$7,70 \pm 1,01$	$17,2 \pm 0,5$	$9,21 \pm 0,43$	$4,29 \pm 0,33$
280611	Al	$13 \pm 0,31$	$6,26 \pm 0,23$	$7,28 \pm 0,44$	$16 \pm 0,47$	$8,17 \pm 0,41$	$3,55 \pm 0,28$
300611	Al	$11,5 \pm 0,25$	$5,18 \pm 0,18$	$5,32 \pm 0,30$	$14,9 \pm 0,36$	$7,22 \pm 0,31$	$2,92 \pm 0,20$

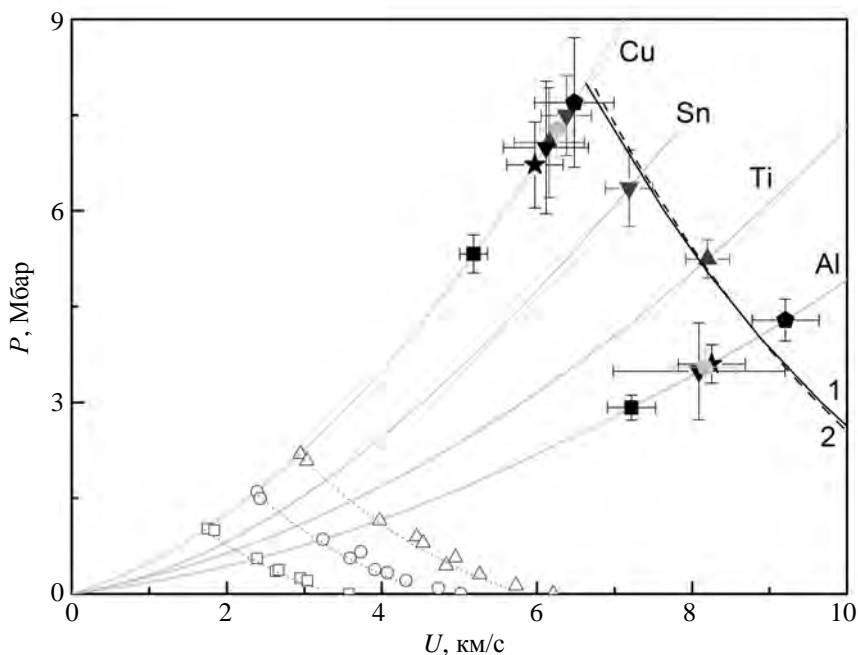


Рис. 5. PU -диаграммы изэнтроп разрежения меди: сплошные серые кривые – интерполяция ударных адиабат по данным [40] для Cu, Sn, Ti и Al; серая пунктирная кривая – расчетная адиабата Cu [41]; серые точечные кривые – расчетные изэнтропы расширения Cu [41]; пустотельные маркеры – экспериментальные изэнтропы расширения Cu [23] из состояний с $P = 2,192$ Мбар (треугольники), $P = 1,599$ Мбар (круги) и $P = 1,02$ Мбар (квадраты). Черным цветом показаны изэнтропы расширения меди из состояния с давлением 8,0 Мбар по моделям [41] (зависимость 1) и [42] (зависимость 2). Экспериментальные данные (с учетом погрешности) обозначены символами и приведены попарно для меди и материала преграды

Расчетные изэнтропы расширения меди на рис. 5 строились по моделям [41, 42]. В модели [42] использовано широкодиапазонное уравнение состояния, учитывающее высокотемпературные эффекты ангармонизма кристаллической решетки, электронного возбуждения, плавления и испарения, ионизации. Сопоставление термодинамических моделей и эксперимента осуществлялось следующим образом: из экспериментально полученного состояния ударно-сжатой меди строилась расчетная изэнтропа расширения, пересечение изэнтропы с ударной адиабатой преграды определяло ожидаемое из расчетов значение скорости УВ в материале преграды. Как в случае использования данных [23], так и в случае использования данных настоящей работы расчетное состояние материала преграды в пределах погрешности измерения совпало с измеренным в эксперименте. Полуэмпирические расчетные модели [41, 42] также дают хорошо согласованные результаты в области исследуемых состояний.

Для описания физических условий, в которых находятся ударно-сжатая плазма меди и близкая к этим состояниям адиабатически расширенная в алюминий медная плазма, по комплексу программ VASP [43, 44] были проведены расчеты термодинамики неидеальной плазмы меди методом квантовой молекулярной динамики. Процесс построения изэнтропы расширения из начального состояния на ударной адиабате исследуемого вещества может быть основан на решении обыкновенных дифференциальных уравнений [45]. Однако это достаточно трудоемкая вычислительная задача, поэтому мы ограничились моделированием начального состояния, для которого плотность $17,2 \text{ г/см}^3$ определена по экспериментально измеренной скорости ударной волны и закону сохранения массы. Температура выбрана так, чтобы соответствовать экспериментальному значению давления в меди ~ 8 Мбар; она составляла 36 кК.

Согласно этому формализму в кубическую ячейку с периодическими граничными условиями помещалось 32 частицы. Температура ионов поддерживалась с помощью термостата Нозе – Гувера [43]. Распределение электронов по энергиям задавалось в виде распределения Ферми – Дирака с электронной температурой, равной температуре ионов. Плотность системы определялась размерами вычислительной ячейки. На каждом временном шаге методом функционала электронной плотности вычислялось распределение плотности электронов при заданном расположении ионов. Затем ионы сдвигались под действием сил со стороны электронов в новое положение, которое рассчитывалось с помощью уравнений Ньютона. Применялись ультрамягкий псевдопотенциал для меди с 11 валентными электронами [46] и псевдопотенциал PAW с 17 валентными электронами [47] совместно с обобщенно-градиентной аппроксимацией для обменно-корреляционного функционала.

Медь является d-элементом, а d-электроны принимают участие в химических реакциях и легко возбуждаются при повышении как температуры, так и давления. Этот факт можно проиллюстрировать усредненным потенциалом ионов меди. Ударно-сжатая медь при давлениях в миллионы атмосфер представляет собой плотную плазму, поэтому при квантовом молекулярно-динамическом моделировании генерируются разупорядоченные конфигурации ионов. Для усреднения используется следующая процедура: для каждой конфигурации конструируется диаграмма Вороного на множестве ионов в качестве точек. Затем внутри каждой ячейки рассматривается множество сфер с центром в месте положения иона с увеличивающимися радиусами и усредняется электростатический потенциал внутри сферических слоев. Наконец, производится усреднение значений потенциала в каждом сферическом слое по числу ионов, для которых существует соответствующий сферический слой. Результат представлен на рис. 6. Хорошо видно, что усредненный электростатический потенциал иона меди является традиционным возрастающим потенциалом, ограниченным на малых расстояниях. Разность между значениями химического потенциала и электростатического потенциала на границе ячейки практически одинакова для ультрамягкого псевдопотенциала с 11 валентными электронами и псевдопотенциала PAW с 17 валентными электронами.

тронами. Поэтому разумно выбрать значение электростатического потенциала на границе ячейки в качестве начала отсчета энергии E_{ref} . Интересный факт: все энергетические уровни 11 электронов на атом ($3d^{10} + 1s^1$, правая и верхняя оси рисунка) для обоих псевдопотенциалов имеют энергию выше, чем E_{ref} , так что формально все эти электроны можно считать свободными. Для псевдопотенциала с 17 электронами оставшиеся 6 внутренних электронов на атом определенно являются связанными (их энергии меньше E_{ref}). Тем не менее плотность состояний (рис. 7) показывает, что спектр электронов сильно отличается от такового для свободного электронного газа ($\sim \sqrt{\epsilon}$), а резкий максимум соответствует d-зоне. Кривая на рис. 7 была получена путем усреднения числа электронов с энергией меньше, чем ϵ , от ϵ по 300 конфигурациям, а затем численного дифференцирования этой кривой (в данном расчете использовалось 500 атомов). Так как для случая плотной плазмы сложно последовательно разделить связанные и свободные электроны, предполагается, как и в работе [48], что спектр свободных электронов близок к спектру идеального электронного газа, а точка отсчета энергии соответствует E_{ref} :

$$Z = \frac{\sqrt{2}m_e^{3/2}}{\pi^2 \hbar^3 n_i} \int_0^\infty \frac{\sqrt{\epsilon}}{1 + e^{(\epsilon - \mu)/k_B T}} d\epsilon.$$

Здесь n_i – концентрация ионов меди, а химический потенциал μ , отсчитываемый от E_{ref} , берется из квантового молекулярно-динамического расчета.

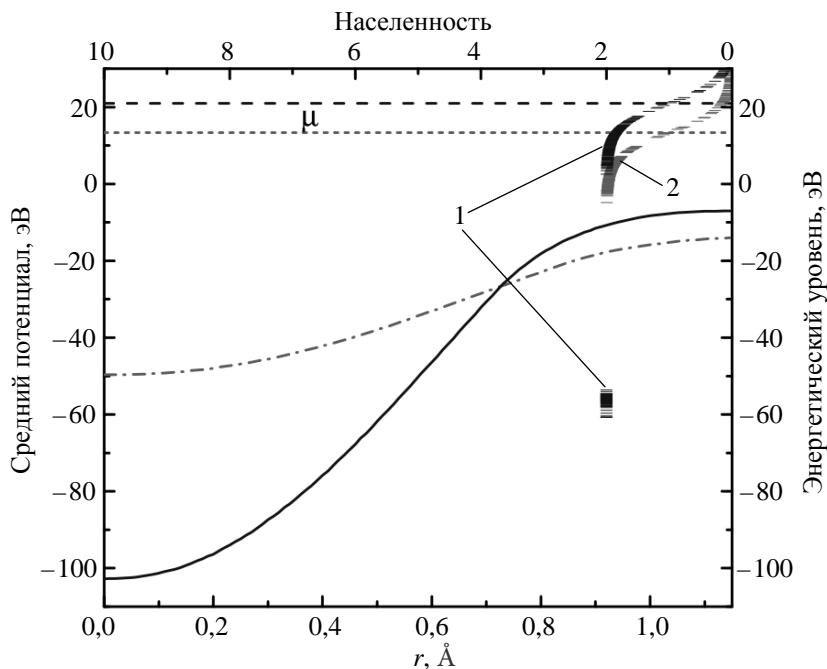


Рис. 6. Средний потенциал в зависимости от расстояния от иона и распределение электронов по энергетическим уровням в зависимости от населенности для меди при $T = 36$ кК, $\rho = 17,2$ г/см³: — расчет псевдопотенциала PAW с 17 электронами, ---- соответствующий химический потенциал, - · - · - расчет ультрамягкого псевдопотенциала с 11 электронами, ····· соответствующий химический потенциал; 1 – энергетические уровни для варианта расчета с PAW псевдопотенциалом и 17 электронами, 2 – для варианта расчета с ультрамягким псевдопотенциалом и 11 электронами

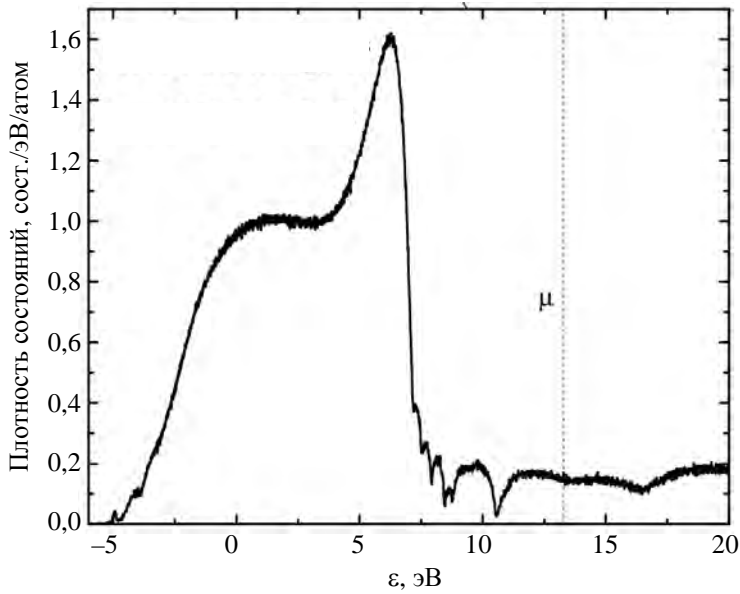


Рис. 7. Плотность состояний электронов меди при $T = 36$ кК, $\rho = 17,2$ г/см³; μ – химический потенциал

Как показали результаты термодинамических расчетов, плазма меди за фронтом ударной волны сильно ионизована (характерный заряд ионов $Z \approx 4$), а концентрация электронов достигает $n_e \approx 6,5 \cdot 10^{23}$ см⁻³. При такой электронной концентрации значение энергии Ферми $\varepsilon_F = \left(3\pi^2\right)^{\frac{2}{3}} \frac{\hbar^2}{2m} (n_e)^{\frac{2}{3}} \approx 27$ эВ, что много больше температуры электронов ($T_e \approx 3$ эВ^{**}) и свидетельствует о сильном вырождении плазмы.

Энергия кулоновского взаимодействия электронов с ионами (отнесенная к одному электрону) ε_{ei} может быть оценена с помощью решения модельной задачи, в которой электроны равномерно распределены внутри сферы радиуса a , в центре которой находится ион (a – среднее расстояние между ионами, $n_i = \frac{n_e}{Z} = \frac{3}{4\pi a^3}$):

$$\varepsilon_{ei} = \frac{1}{Z} \int_0^a \frac{Ze \cdot en_e}{r} 4\pi r^2 dr = \frac{3}{2} \left(\frac{4}{3}\pi\right)^{\frac{1}{3}} Z^{\frac{2}{3}} e^2 (n_e)^{\frac{1}{3}} \approx 76 \text{ эВ.}$$

Таким образом, энергия ε_{ei} в несколько раз больше энергии Ферми ε_F , которая в случае вырожденной плазмы по порядку величины совпадает со средней кинетической энергией электронов. Это означает, что плазма меди за фронтом ударной волны в рассматриваемых условиях еще и неидеальна.

Из сказанного выше следует, что при описании столь экзотической среды кроме эффектов неидеальности необходимо также учитывать квантовые эффекты [1] (статистика Ферми, волновая интерференция и т. п.).

** В расчете использовалась температура 36 кК.

В заключение на установке ЛУЧ был исследован случай сильно вырожденной неидеальной плазмы меди, находящейся в диапазоне мегабарных давлений. Для получения новой экспериментальной информации по изэнтропическому расширению при давлениях >1 Мбар использовался метод отражения. Теоретический анализ полученных данных показал, что при термодинамическом описании плазмы меди необходимо принимать во внимание эффекты неидеальности и квантовые эффекты.

Список литературы

1. Фортов В. Е. Экстремальные состояния вещества. – М.: Физматлит, 2009.
2. Фортов В. Е. Экстремальные состояния вещества на Земле и в космосе // УФН. 2009. Т. 79. С. 653.
3. Альтшулер Л. В., Трунин Р. Ф., Урлин В. Д. и др. Развитие в России динамических методов исследований высоких давлений // УФН. 1999. Т. 169. С. 323.
4. Frontiers in high energy density physics: the X-games of contemporary science. – Washington, DC: National Academies Press, 2003.
5. Альтшулер Л. В. Применение ударных волн в физике высоких давлений // УФН. 1965. Т. 85. С. 197.
6. Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. 2-е изд. – М.: Наука, 1966.
7. Nellis W. J. Dynamic compression of materials: metallization of fluid hydrogen at high pressures // Rep. Prog. Phys. 2006. Vol. 69. P. 1479.
8. Фортов В. Е. Мощные ударные волны и экстремальные состояния вещества // УФН. 2007. Т. 177. С. 347.
9. Knudson M. D., Asay J. R., Deeney C. Adiabatic release measurements in aluminum from the principal Hugoniot // J. Appl. Phys. 2005. Vol. 97. P. 073514.
10. Фортов В. Е., Шарков Б. Ю., Штокер Х. Научная программа в новом Европейском центре антипротонных и ионных исследований FAIR // УФН. 2012. Т. 182. С. 621.
11. Фортов В. Е., Хоффманн Д., Шарков Б. Ю. Интенсивные ионные пучки для генерации экстремальных состояний вещества // УФН. 2008. Т. 178. С. 113.
12. Аврорин Е. Н., Водолага Б. К., Симоненко В. А., Фортов В. Е. Мощные ударные волны и экстремальные состояния вещества // УФН. 1993. Т. 163. С. 1.
13. Трунин Р. Ф. Исследования экстремальных состояний металлов с использованием ударных волн // Там же. 2011. Т. 181. С. 416.
14. Ragan C. E. Shock compression measurements at 1 to 7 TPa // Phys. Rev. A. 1982. Vol. 25. P. 3360.
15. Анисимов С. И., Прохоров А. М., Фортов В. Е. Применение мощных лазеров для исследования вещества при сверхвысоких давлениях // УФН. 1984. Т. 142. С. 395.

16. Robey H. F., Celliers P. M., Kline J. L. et al. Precision shock tuning on the National Ignition Facility // *Phys. Rev. Lett.* 2012. Vol. 108. P. 215004.
17. Kessel C. G. M. van, Sigel R. Observation of laser – driven shock waves in solid hydrogen // *Phys. Rev. Lett.* 1974. Vol. 33. P. 1020.
18. Cauble R., Phillion D. W., Hoover T. J. et al. Demonstration of 0.75 Gbar planar shocks in X-ray driven colliding foils // *Phys. Rev. Lett.* 1993. Vol. 70. P. 2102.
19. Barrios M. A., Boehly T. R., Hicks D. G., Fratanduono D. E., Eggert J. H., Collins G. W., Meyerhofer D. D. Precision equation-of-state measurements on National Ignition Facility ablator materials from 1 to 12 Mbar using laser-driven shock waves // *J. Appl. Phys.* 2012. Vol. 111. P. 093515.
20. Hemley R. J., Mao H. K. Phase transition in solid molecular hydrogen at ultrahigh pressures // *Phys. Rev. Lett.* 1988. Vol. 61. P. 857.
21. Фортвов В. Е., Леонтьев А. А., Дремин А. Н., Першин С В. Изэнтропическое расширение ударно-сжатого свинца // *Письма в ЖЭТФ.* 1974. Т. 20. С. 30.
22. Леонтьев А. А., Фортвов В. Е. О плавлении и испарении металлов в волне разгрузки // *Приклад. механика и техн. физика.* 1974. Т. 3. С. 162.
23. Альтшулер Л. В., Бушман А. В., Жерноклетов М. В. и др. Изэнтропы разгрузки и уравнение состояния металлов при высоких плотностях энергии // *ЖЭТФ.* 1980. Т. 78. Вып. 2. С. 741.
24. Фортвов В. Е. Уравнения состояния вещества. – М.: Физматлит, 2013.
25. Kinslow R., Cable A. J. High-velocity impact phenomena. – New York: Academic Press, 1970.
26. Гаранин С. Г, Зарецкий А. И., Илькаев Р. И. и др. Канал мощной установки «Луч» для ЛТС с энергией импульса 3,3 кДж и длительностью 4 нс // *Квантовая электроника.* 2005. Т. 35, № 4. С. 299.
27. Walsh J. M., Rice M. H., McQueen R. G., Yarger F. L. Shock-wave compressions of twenty-seven metals. Equations of state of metals // *Phys. Rev.* 1957. Vol. 108. P. 196.
28. Veerer L. R., Solem J. C., Lieber A. J. Impedance-match experiments using laser-driven shock waves // *Appl. Phys. Lett.* 1979. Vol. 35, N 10. P. 761.
29. Barrios M. A., Hicks D. G., Boehly T. R. et al. High-precision measurements of the equation of state of hydrocarbons at 1–10 Mbar using laser-driven shock waves // *Phys. of Plasmas.* 2010. Vol. 17. P. 056307.
30. Fratanduono D. E., Eggert J. H., Akin M. C. et al. A novel approach to Hugoniot measurements utilizing transparent crystals // *J. of Appl. Phys.* 2013. Vol. 114. P. 043518.
31. Boehly T. R., Miller J. E., Meyerhofer D. D. et al. Measurements of the release of alpha-quartz: a new standard for impedance-matching experiments // *AIP Conf. Proc.* 2007. Vol. 955. P. 19.
32. Kadono T. T., Yoshida M., Kozu N., Kondo K. Investigation of the Hugoniot equation of state in laser-driven shock experiments by a line-imaging optically recording velocity interferometer system // *Rev. Sci. Instrum.* 2000. Vol. 71. P. 4674.
33. Бельков С. А., Долголева Г. В. // *Вопросы атомной науки и техники. Сер.: Матем. моделирование физ. процессов.* 1992. Вып. 1. С. 59.

34. Андронов В. А., Бельков С. А., Бессараб А. В. и др. Исследование турбулентного перемешивания тонких слоев разноплотных веществ при лазерном ускорении плоских многослойных мишеней на установке «Искра-4» // ЖЭТФ. 1997. Т. 111. Вып. 3. С. 882.
35. Bel'kov S. A., Bessarab A. V., Veselov A. V. et al. Experimental study of line spectrum generation by argon dopant in DT-gas on ISKRA-5 facility // Laser and Particle Beams. 1999. Vol. 17. P. 377.
36. Bel'kov S. A., Abzaev F. M., Bessarab A. V. et al. Study of high-aspect ratio capsule in indirect-drive experiments at the ISKRA-5 facility // Ibid. 1999. Vol. 17. P. 597.
37. Derkach V. N., Garanin S. G., Kravchenko A. G. et al. Beam smoothing systems for laser targets irradiation // Proc. of the XXIX ECLIM. Madrid, 2007. P. 707.
38. Izgorodin V. M., Abzaev F. M., Balyaev A. P. et al. Target technology development for the research of high energy density physics and inertial fusion at the RFNC-VNIIEF // Laser and Particle Beams. 2009. Vol. 27. P. 657.
39. Бельков С. А., Кравченко А. Г., Кунин А. В. и др. Фотохронографическая методика измерения скорости УВ в экспериментах по изучению уравнения состояния веществ на лазерной установке «Искра-5» // ПТЭ. 2006. № 2. С. 1.
40. Трунин Р. Ф., Гударенко Л. Ф., Жерноклетов М. В. и др. Экспериментальные данные по ударно-волновому сжатию и адиабатическому расширению конденсированных веществ. 2-е изд., доп. – Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2006.
41. Bel'kov S. A., Bondarenko S. V., Mitrofanov E. I. Equation of matter state in the average-ion model for a laser-produced plasma // Quantum Electronics. 2000. Vol. 30, N 11. P. 963.
42. Fortov V. E., Lomonosov I. V. Shock waves and equations of state of matter // Shock Waves. 2010. Vol. 20. P. 53.
43. Kresse G., Hafner J. Ab initio molecular dynamics for liquid metals // Phys. Rev. B. 1993. Vol. 47(1). P. 558.
44. Levashov P. R., Sin'ko G. V., Smirnov N. A. et al. Pseudopotential and full-electron DFT calculations of thermodynamic properties of electrons in metals and semiempirical equations of state // J. Phys.: Condens. Matter. 2010. Vol. 22. P. 505501.
45. Minakov D. V., Levashov P. R., Khishchenko K. V. First-principle simulation of shock-wave experiments for aluminum // AIP Conf. Proc. 2012. Vol. 1426. P. 836.
46. Vanderbilt D. Soft self-consistent pseudopotentials in a generalized eigenvalue formalism // Phys. Rev. B. 1990. Vol. 41. P. 7892.
47. Kresse G., Joubert D. From ultrasoft pseudopotentials to the projector augmented-wave method // Phys. Rev. B. 1999. Vol. 59. P. 1758.
48. Loboda P. A., Smirnov N. A., Shadrin A. A., Karlykhanov N. G. Simulation of absorption of femto-second laser pulses in solid-density copper // High Energy Density Physics. 2011. Vol. 7. P. 361.

Isentropic Expansion of Copper Plasma in Mbar Pressure Range at LUCH Laser Facility

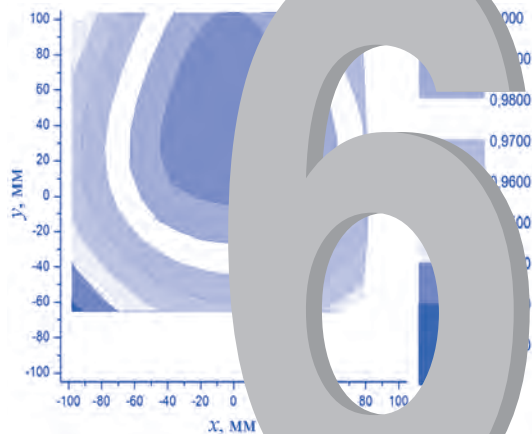
S. A. Bel'kov, V. N. Derkach, S. G. Garanin, E. I. Mitrofanov, I. N. Voronich,
V. E. Fortov, P. R. Levashov, D. V. Minakov

We present experimental results on thermodynamic properties of dense copper plasma in Mbar pressure range. The laser facility «Luch» with laser intensity 10^{14} W/cm² is used to compress copper up to ~8 Mbar by a strong shock wave; subsequent expansion of copper plasma into Al, Ti, Sn allows us to obtain release isentropes of copper by the impedance-matching method. A theoretical analysis and quantum simulations show that in our experiments strongly coupled quantum plasma is generated.

СОДЕРЖАНИЕ

<i>Высокоэнергетичный источник излучения ближнего и среднего инфракрасных диапазонов на основе системы «задающий генератор – усилитель Но:YAG – параметрический генератор света».....</i>	<i>248</i>
<i>Фазировка 7-канальной непрерывной оптоволоконной лазерной системы с помощью стохастического параллельного градиентного алгоритма.....</i>	<i>256</i>
<i>Влияние температуры газа на характеристики объемного самостоятельного разряда в рабочих смесях импульсно-периодических КИЛ.....</i>	<i>264</i>
<i>Расчетные и экспериментальные исследования повышения коэффициента усиления силового усилителя установки «Луч».....</i>	<i>268</i>
<i>Лазеры с ядерной накачкой – устройства с прямым преобразованием ядерной энергии в лазерное излучение.....</i>	<i>288</i>
<i>Томсоновское рассеяние лазерного пучка в плоском диэлектрическом волноводе.....</i>	<i>312</i>

РАЗДЕЛ



ФИЗИКА ЛАЗЕРОВ

УДК 519.542

Высокоэнергетичный источник излучения ближнего и среднего инфракрасных диапазонов на основе системы «задающий генератор – усилитель Ho:YAG – параметрический генератор света»

Представлены результаты исследований источника излучения ближнего и среднего инфракрасного диапазонов на основе системы «задающий генератор – усилитель Ho:YAG – параметрический генератор света».

**А. В. Мухин, С. Д. Великанов,
Ю. Н. Фролов, Н. Г. Захаров,
А. С. Надежин**

Введение

Источники излучения ближнего и среднего инфракрасных диапазонов широко применяются в различных научных и практических целях. Актуальной задачей при разработке таких источников является увеличение выходной энергии. Прямое увеличение энергии задающего генератора путем увеличения интенсивности накачки влечет за собой возрастание нагрузки на оптические покрытия зеркал резонатора. Кроме того, при высоких интенсивностях накачки в активном элементе задающего генератора образуется значительная тепловая линза, которая может привести к срыву лазерной генерации вследствие выхода резонатора из устойчивого режима.

Наиболее перспективным способом увеличения энергии является использование системы задающий *генератор–усилитель* [1]. В этом случае нагрузка на покрытия зеркал в задающем генераторе Ho:YAG далека от критической, поэтому проблем, связанных с оптическим пробоем, не возникает. Тепловая линза в усилителе намного слабее, чем в задающем генераторе, влияет на геометрические параметры пучка.

1. Схема экспериментальной установки

Источник инфракрасного излучения состоял из следующих каскадов: задающий генератор Ho:YAG, усилитель Ho:YAG, параметрический генератор света (ПГС) на основе нелинейно-оптического кристалла ZnGeP₂. Блок-схема установки источника излучения представлена на рис. 1.

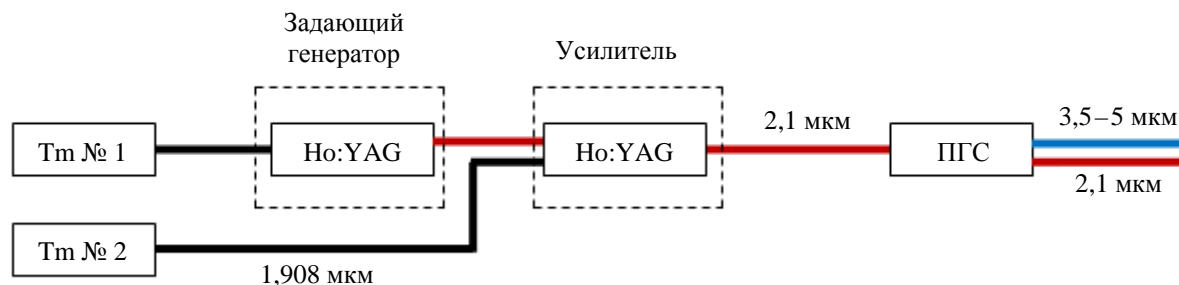


Рис. 1. Блок-схема установки источника излучения: Tm № 1, Tm № 2 – непрерывные волоконные тулиевые лазеры; Ho:YAG – задающий генератор и усилитель на основе кристалла Ho:YAG; ПГС – параметрический генератор света

Резонатор задающего генератора Ho:YAG представлял собой Г-образную двухпроходную схему [2], образованную тремя зеркалами: глухим зеркалом с высоким коэффициентом отражения на длинах волн генерации 2,1 мкм и накачки 1,9 мкм, входным (дихроичным) зеркалом с высоким отражением для пучка генерации на *s*-поляризации (>99,5 %) и высоким пропусканием излучения накачки на *p*-поляризации (>95 %), выходным сферическим полупрозрачным зеркалом с коэффициентом отражения $r \approx 60\%$. Радиус кривизны выходного сферического зеркала составлял 200 мм. Согласно расчетам диаметр пучка собственной моды в кристалле Ho:YAG составлял около 0,55 мм (здесь и далее по тексту диаметр пучка приведен по уровню энергии $1/e^2$). Диаметр пучка накачки был приблизительно равен диаметру основной моды в кристалле. Таким образом, был реализован режим согласования диаметров пучка накачки и собственной моды в кристалле.

Активный кристалл Ho:YAG длиной 30 мм и диаметром поперечного сечения 5 мм располагался в коротком плече резонатора между входным и глухим зеркалом. Концентрация ионов Ho³⁺ составляла $1,38 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$, температура кристалла составляла 15 °С и поддерживалась с помощью элемента Пельтье. В длинном плече резонатора между входным и выходным зеркалом помещался акустооптический модулятор (АОМ) на кристаллическом кварце длиной 45 мм, обеспечивающий импульсно-периодический режим генерации. Физическая длина резонатора – около 100 мм.

Усилитель Ho:YAG представлял собой активный кристалл Ho:YAG длиной 30 мм и диаметром поперечного сечения 5 мм. Концентрация ионов Ho³⁺ составляла $1,38 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$. Температура кристалла составляла 15 °С и поддерживалась с помощью элемента Пельтье. С помощью оптической системы двух линз с фокусными расстояниями около 200 мм осуществлялось пространственное совмещение размеров пучка задающего генератора и накачки. Диаметры пучков в усилителе Ho:YAG были приблизительно одинаковыми – около 0,4 мм.

ПГС представлял собой плоский двухзеркальный оптический резонатор, в центре которого располагался нелинейно-оптический кристалл ZnGeP₂, с углом ориентации оптической оси около $\theta \approx 55^\circ$ [3, 4]. При таком значении угла центральные длины волн ПГС составляют $\lambda_1 \approx 3,6 \text{ мкм}$

и $\lambda_2 \approx 5,0$ мкм. Входное зеркало обладало высоким коэффициентом пропускания на длине волны накачки 2,1 мкм (около 95 %) и высоким коэффициентом отражения для диапазона длин волн генерации 3,5–5 мкм (около 98 %). Выходное полупрозрачное зеркало имело коэффициент отражения около 50 % в диапазоне 3,5–5 мкм. Рабочие поверхности используемого в экспериментах образца кристалла $ZnGeP_2$ были просветлены для длин волн накачки и генерации. Коэффициент пропускания кристалла на длине волны излучения накачки составлял около 90 %, а для диапазона длин волн излучения генерации – около 95 %. Во избежание попадания обратноотраженного из ПГС излучения в лазер накачки, которое имеет место в резонаторах стоячей волны, ось резонатора составляла небольшой угол с направлением распространения излучения накачки [4].

2. Результаты экспериментов и их обсуждение

Экспериментальное исследование включало в себя определение энергетических и пространственных характеристик выходного излучения. Результаты экспериментов представлены для задающего генератора и усилителя $Ho:YAG$, работающих в непрерывном и импульсно-периодическом режимах (частота 3 кГц), а также для параметрического генератора света.

2.1. Задающий генератор $Ho:YAG$

Зависимость мощности генерации от мощности накачки задающего генератора показана на рис. 2. Для расчета использовалась модель, основанная на решении системы кинетических уравнений для населенностей лазерных уровней и потока фотонов [2], с учетом апконверсионных потерь. Максимальная мощность генерации составляла более 20 отн. ед. при эффективности преобразования накачки $\eta \approx 65$ %. Дифференциальная эффективность преобразования составила ~ 75 %. Следует отметить, что получено хорошее соответствие расчетных и экспериментальных значений.

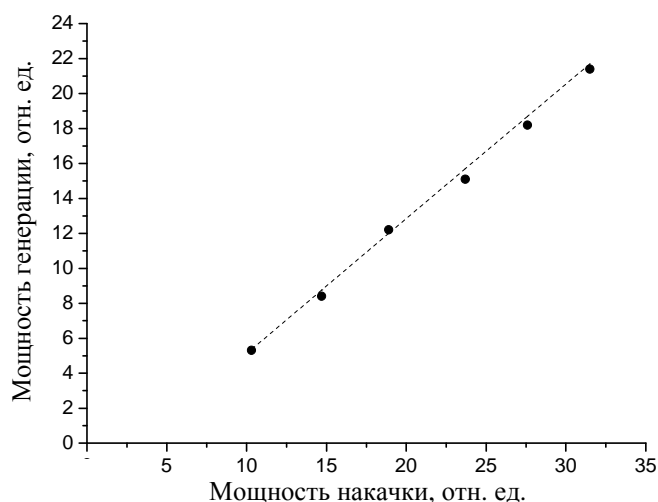


Рис. 2. Зависимость мощности генерации и эффективности преобразования от мощности накачки: • – эксперимент; ---- – расчет

2.2. Усилитель Ho:YAG

Экспериментальные зависимости мощности усилителя Ho:YAG от мощности накачки при фиксированных значениях мощности задающего генератора в непрерывном режиме представлены на рис. 3. Эксперименты проводились для четырех значений мощности задающего генератора: ~3, ~6, ~9 и ~13 отн. ед. Мощность накачки усилителя варьировалась в диапазоне от ~5 до ~30 отн. ед.

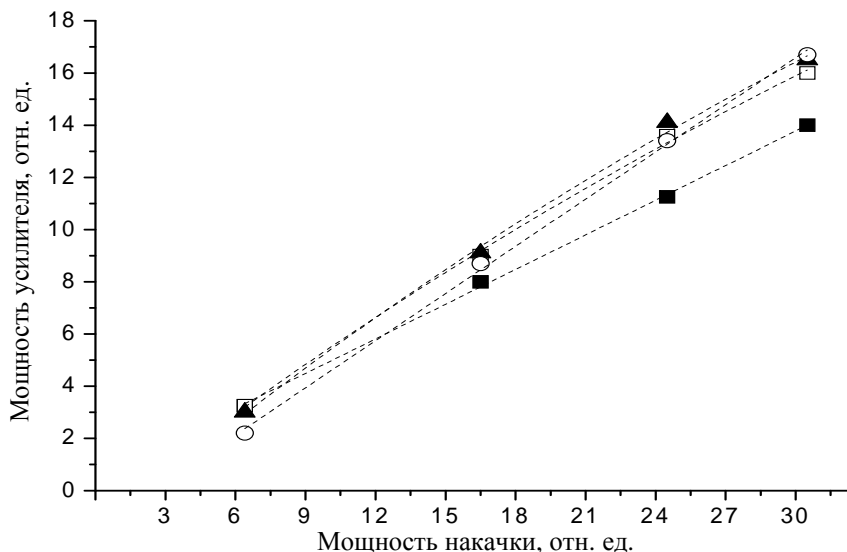


Рис. 3. Зависимости мощности усилителя от мощности накачки при фиксированных значениях мощности задающего генератора: ■ – 3 отн. ед.; □ – 6 отн. ед.; ▲ – 9 отн. ед.; ○ – 12 отн. ед.

При мощностях входного сигнала 6, 9 и 13 отн. ед. мощность усилителя была практически одинакова и составляла ~16 отн. ед. Это означает, что при мощности задающего генератора более ~9 отн. ед. происходит спад эффективности преобразования, связанный с насыщением усиления. Поэтому работать с кристаллом длиной 30 мм при мощности входного сигнала более 9 отн. ед. нецелесообразно.

На рис. 4 представлена экспериментальная зависимость суммарной мощности на выходе усилителя и коэффициента усиления от мощности задающего генератора при фиксированной максимальной мощности накачки (~30 отн. ед.). Под суммарной мощностью понимается полная мощность, которая включает в себя мощность задающего генератора и усилителя.

Суммарная мощность, снимаемая с усилителя при мощности задающего генератора ~15 отн. ед., составила ~31 отн. ед., коэффициент усиления при этом составил ~2.

Представленные графики (рис. 3, 4) относятся к непрерывному режиму генерации. Наибольший интерес представляет усиление лазерных импульсов, которые впоследствии используются для накачки ПГС на кристалле ZnGeP₂. Эксперименты проводились в импульсно-периодическом режиме генерации с частотой следования лазерных импульсов 3 кГц. Максимальная энергия генерации Ho:YAG выбиралась из соображений лучевой прочности и учета насыщения усиления. Следует отметить, что мощность генерации задающего генератора, работающего с частотой

следования 3 кГц, оказалась равной мощности, полученной в непрерывном режиме генерации (см. рис. 2). Средняя мощность генерации при этом составляла ~6 отн. ед.

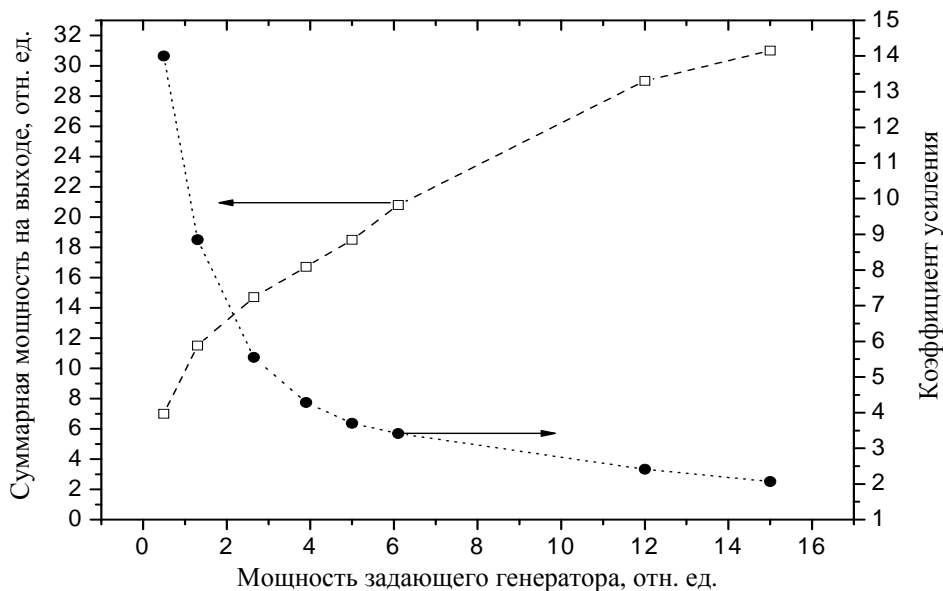


Рис. 4. Зависимость суммарной мощности после усилителя (2 мкм) и коэффициента усиления от мощности задающего генератора при фиксированной мощности накачки около 30 Вт

Зависимость суммарной мощности на выходе усилителя и коэффициента усиления от мощности задающего генератора при максимальной мощности накачки усилителя (~30 отн. ед.) в импульсно-периодическом режиме генерации с частотой следования лазерных импульсов 3 кГц представлена на рис. 5. Мощность усилителя составила ~12 отн. ед. Суммарная максимальная мощность на выходе усилителя составила более 18 отн. ед. при мощности задающего генератора около 6 отн. ед. Соответствующая максимальная энергия в импульсе составила более 6 отн. ед. Необходимо отметить, что коэффициент усиления импульсного излучения оказался несколько выше, чем коэффициент усиления непрерывного сигнала, и составил ~3. Максимальная эффективность преобразования, определяемая как отношение мощности усилителя к мощности накачки, составила около 40 %. Зависимость мощности усилителя от мощности задающего генератора носила практически линейный характер [1, 5].

На рис. 6 показана зависимость длительности лазерных импульсов задающего генератора и усилителя от энергии задающего генератора. Длительность импульсов определялась по уровню 0,5 от амплитудного значения. При энергии импульса задающего генератора менее ~1 отн. ед. наблюдалось заметное сужение длительности лазерных импульсов после прохождения усилителя. При значении энергии более 2 отн. ед. длительность лазерных импульсов составляла около 25 нс. При этом реализуемая пиковая мощность в импульсе на выходе усилителя, определяемая как отношение энергии в импульсе к длительности импульса, составила около 250 отн. ед.

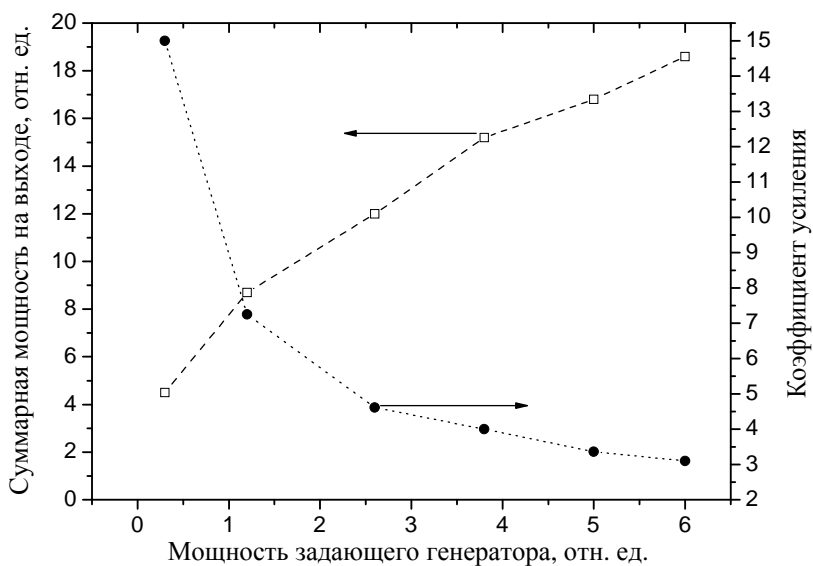


Рис. 5. Зависимость суммарной мощности на выходе и коэффициента усиления от мощности задающего генератора при фиксированной мощности накачки около 30 отн. ед. (3 кГц)

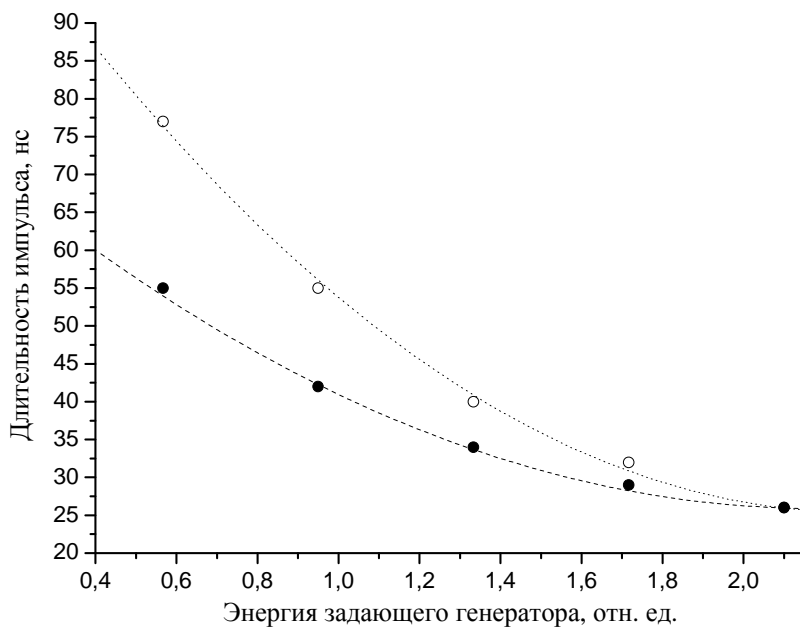


Рис. 6. Зависимость длительности лазерного импульса от энергии задающего генератора: ○ – задающий генератор; ● – усилитель

После определения энергетических характеристик были проведены эксперименты по определению параметра распространения пучка на выходе усилителя. Параметр распространения пучка определялся на максимальной выходной мощности согласно стандарту ISO 11146. Для определе-

ния параметра распространения пучка Ho:YAG выходное излучение фокусировалось линзой с фокусным расстоянием около 100 мм. Алгоритм определения параметра распространения включает измерение ширины пучка в разных точках относительно перетяжки пучка уровню по $1/e^2$ и аппроксимацию полученных экспериментальных данных параболической зависимостью.

Параметр распространения пучка в экспериментах составил $M^2 \approx 1,4$, радиус перетяжки $\omega_0 \approx 0,4$ мм, полный угол расходимости излучения в дальней зоне $\theta \approx 4,5$ мрад.

2.3. Параметрический генератор света

Для эффективной параметрической генерации необходимо обеспечить высокую плотность энергии в нелинейно-оптическом кристалле, а также учитывать порог оптического пробоя просветляющих покрытий кристалла. По этим соображениям во избежание пробоя просветляющих покрытий кристалла ZnGeP₂ диаметр пучка накачки выбран около 1 мм. Для предотвращения попадания обратного отражения в лазер накачки зеркала резонатора были наклонены под небольшим углом. Зависимость мощности генерации ПГС и эффективности преобразования от мощности накачки при частоте следования импульсов 3 кГц представлена на рис. 7. Максимальная средняя мощность накачки ПГС составляла около 18 отн. ед., что соответствует энергии в импульсе ~6 отн. ед. Реализуемая при этом энергия генерации ПГС составила ~3 отн. ед. Пиковая мощность в импульсе на выходе ПГС 3,5–5 мкм достигала ~120 отн. ед. Эффективность преобразования при максимальной мощности накачки оказалась равной ~50 %. Дифференциальная эффективность преобразования составила ~65 %.

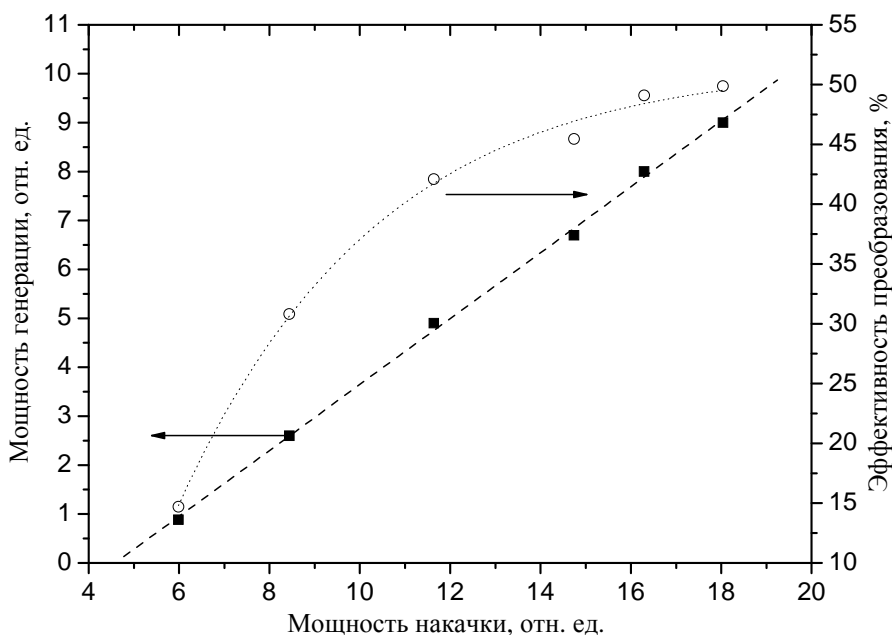


Рис. 7. Зависимость мощности генерации и эффективности преобразования ПГС от мощности накачки

Параметр распространения для излучения ПГС определялся так же, как и в случае Ho:YAG. Для определения параметра распространения пучка ПГС выходное излучение фокусировалось линзой с фокусным расстоянием около 50 мм. Полученный в экспериментах параметр распространения пучка составил $M^2 \leq 5$ для диапазона 3,5–5 мкм, полный угол расходимости излучения ПГС в дальней зоне составил $\theta \approx 35$ мрад.

Заключение

В работе представлены результаты экспериментальных исследований источника излучения ближнего и среднего инфракрасных диапазонов на основе системы *задающий генератор – усилитель Ho:YAG – параметрический генератор света*. Продемонстрировано эффективное преобразование в системе *задающий генератор – усилитель Ho:YAG – ПГС*.

С помощью системы *задающий генератор – усилитель* получено трехкратное усиление входного сигнала в кристалле Ho:YAG. Дифференциальная эффективность параметрического преобразования при этом достигала ~65 %. Проведенные исследования показали, что система *задающий генератор – усилитель Ho:YAG – ПГС* на кристалле ZnGeP₂ может использоваться для решения различных прикладных задач, связанных с получением высоких энергий излучения в ближнем и среднем инфракрасных диапазонах.

Список литературы

1. Koechner W. Solid-State Laser Engineering. 6th ed. – New York: Springer, 2006.
2. Walsh B. M. Review of Tm and Ho materials // Spectroscopy and Lasers. Laser Physics. 2009. Vol. 19(4). P. 855–866.
3. Lippert E. Progress with OPO-based systems for mid-IR generation // Proc. of SPIE. 2011. Vol. 8187. P. 81870F-1.
4. Lippert E., Fonnum H., Arisholm G., Stenersen K. // A 22-Watt mid-infrared optical parametric oscillator with V-shaped 3-mirror ring resonator // Opt. Express. 2010. Vol. 18. P. 26475–26483.
5. Звелто О. Принципы лазеров. – М.: Мир, 1990.

High-Energy Radiation Source of Near and Mid IR Region Based on a System of Ho:YAG Laser Master Oscillation – Amplifier and Optical Parametric Oscillation

A. V. Mukhin, S. D. Velikanov, Yu. N. Frolov, N. G. Zakharov, A. S. Nadezhin

Investigation results of radiation source of near and mid IR region based on a system of Ho:YAG laser master oscillation – amplifier and optical parametric oscillation are presented.

Фазировка 7-канальной непрерывной оптоволоконной лазерной системы с помощью стохастического параллельного градиентного алгоритма

Работа посвящена фазовому сложению (фазировке) 7-канальной оптоволоконной лазерной системы, построенной по схеме «задающий генератор + блок усилителей». Контроль модуляторов фазы на основе ниобата лития осуществляется многоканальным электронным блоком управления с микроконтроллером, обрабатывающим сигналы в режиме реального времени с помощью стохастического параллельного градиентного алгоритма. Динамическое фазовое сложение экспериментально продемонстрировано при ширине полосы системы 7,1 кГц, время полной фазировки системы составило 3–4 мс.

**М. В. Волков, С. Г. Гаранин,
Ю. В. Долгополов, А. В. Копалкин,
С. М. Куликов, Д. Н. Синявин,
Ф. А. Стариков, С. А. Сухарев,
С. В. Тютин, С. В. Хохлов, Д. А. Чапарин**

Введение

Максимальная энергия и яркость излучения лазера ограничиваются потенциалом конкретной активной среды. При полном использовании этого потенциала дальнейший рост его энергии и яркости возможен только при сложении излучения в нескольких каналах. Наиболее привлекательное решение данной задачи – создание многоканальных лазерных систем в геометрии *задающий генератор (ЗГ) + блок параллельных усилителей* с взаимной фазировкой излучения в каналах [1]. Один из вариантов когерентного сложения с активной фазировкой лазерных каналов – это использование фазовых детекторов [2]. К преимуществам подхода можно отнести независимость от числа фазированных каналов, к недостаткам – необходимость измерения относительных фазовых сдвигов, что сильно усложняет архитектуру системы, повышает чувствительность к шумам. По-

этому возникает интерес рассмотрения более простых подходов, без измерения относительной или абсолютной фазы, например итеративного алгоритма стохастического параллельного градиентного спуска [3].

В настоящей работе для активной фазировки 7-канальной оптоволоконной лазерной системы в геометрии $3Г$ + блок *параллельных усилителей* используется стохастический параллельный градиентный (СПГ) алгоритм [4, 5], сходный с алгоритмом стохастического параллельного градиентного спуска [3, 6] по использованию принципа параллельности подачи напряжения на модуляторы фазы и стохастичности первого этапа итерации. СПГ алгоритм является двухэтапной итеративной процедурой и при условии оптимизации его параметров позволяет достичь увеличения осевой яркости многоканального излучения на каждой итерации [6].

Цель работы – экспериментально продемонстрировать динамическую активную СПГ фазировку семи параллельных усилительных каналов волоконного лазера.

Схема эксперимента

Схема эксперимента по фазировке 7-канального оптоволоконного лазера представлена на рис. 1. Задающий генератор 1 (длина волны $\lambda = 1064$ нм) собран по двухкаскадной схеме, состоящей из одночастотного полупроводникового диодного лазера 2 и волоконного иттербиевого предусилителя 4 с диодом накачки 3. Волоконный предусилитель представляет собой двухсердцевинное волокно в единой оболочке. Одна сердцевина – пассивная, многомодовая (диаметр 50 мкм), используется для ввода излучения накачки. Другая сердцевина – активная, легированная ионами Yb^{3+} , одномодовая (диаметр 4 мкм). Длина волокна предусилителя около 15 м.

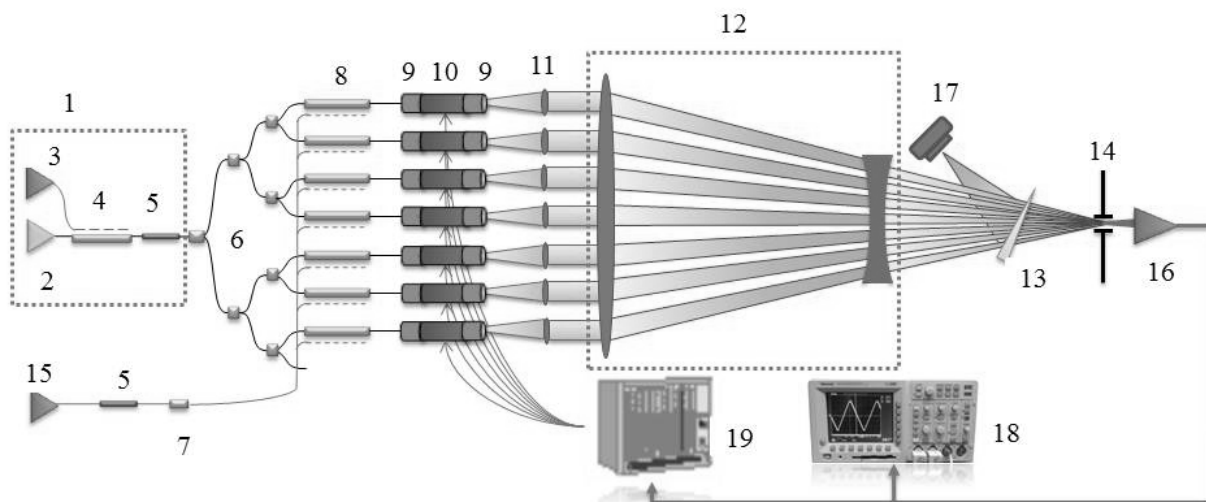


Рис. 1. Схема эксперимента по фазировке 7-канального оптоволоконного лазера: 1 – 3Г, 2 – одночастотный диодный лазер, 3 – диод накачки предусилителя, 4 – предусилитель, 5 – изоляторы, 6 – система деления излучения, 7 – многоканальный разветвитель, 8 – усилители, 9 – коллиматоры, 10 – фазовые модуляторы, 11 – сборка линз, 12 – двухлинзовая система, 13 – клин, 14 – диафрагма, 15 – диод накачки усилителей, 16 – фотодиод, 17 – CCD-камера, 18 – осциллограф, 19 – блок управления фазовыми модуляторами

Ширина линии излучения ЗГ, измеренная волоконным кольцевым интерферометром, равна 2,5 МГц (длина когерентности 80 м, $\Delta\nu \sim 10^{-4} \text{ см}^{-1}$). Мощность излучения на выходе ЗГ 150 мВт, степень поляризации 0,98. Система деления излучения задающего генератора на усилители 6 состоит из трех каскадов делителей. Первый каскад делит излучение ЗГ на два канала, второй – на четыре, третий – на восемь. Один канал в дальнейшем не использовался. Коэффициент каждого делителя для $\lambda = 1064 \text{ нм}$ составляет 50/50. После системы деления излучение каждого канала заводится в оптоволоконные усилители 8, аналогичные предусилителю 4, который применялся в ЗГ. Накачка всех усилителей осуществляется лазерным диодом 15 мощностью 9 Вт через многоканальный разветвитель 7. Коэффициент усиления каждого из усилителей равен ~ 8 , мощность выходного суммарного излучения около 1 Вт. Усиленное излучение коллимируется и поступает на фазовые модуляторы 10 из кристаллов ниобата лития Z-среза с нанесенными на их боковые поверхности электродами. Линейные размеры модуляторов $4 \times 4 \times 45 \text{ мм}$. Модуляторы работают на основе поперечного электрооптического эффекта в режиме модуляции фазы. После фазовых модуляторов излучение поступает на семь коаксиально расположенных линз, закрепленных в металлической оправе. На выходе линз излучение представляет собой семь плоскопараллельных пучков. Изображение ближней зоны семи лазерных пучков на выходе линз в эксперименте показано на рис. 2.

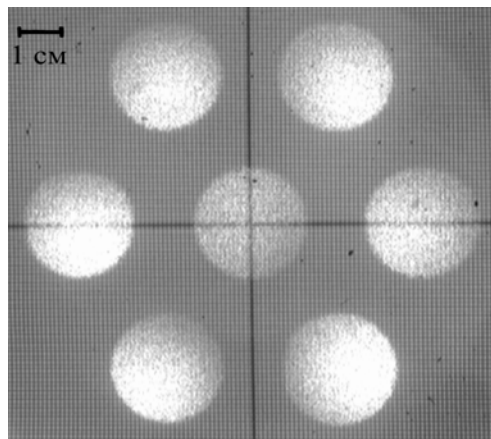


Рис. 2. Семь лазерных пучков на выходе линз в ближней зоне в эксперименте

После коллимации излучение поступает на двухлинзовую систему 12 (см. рис. 1) с эквивалентным фокусом 45 м. В фокусе системы линз помещается диафрагма диаметром 0,8 мм. Излучение, прошедшее через диафрагму, регистрируется фотодиодом 16. В этих условиях фотодиод регистрирует мощность 7-канального излучения в угле 0,017 мрад. Для визуализации процесса часть излучения, отраженная от клина 13, поступает на матрицу CCD-камеры 17, также расположенную в фокальной плоскости двухлинзовой системы. Выходной сигнал фотодиода поступает на быстродействующий 32-разрядный микроконтроллер, непосредственно встроенный в блок управления, который параллельно в соответствии с СПГ алгоритмом формирует напряжения на каждый фазовый модулятор. Таким образом, система фазировки является замкнутой. Тактовая частота работы системы фазировки в замкнутом цикле составила 7,1 кГц.

Результаты экспериментов и расчетов

Для фазировки излучения на выходе усилителей требуется, чтобы фазы выходного излучения были одинаковы по каналам в каждый момент времени, но не обязательно неизменны во времени. Очевидно, быстрые сбои фазы излучения ЗГ, вызванные конечной шириной его линии, влияния не оказывают, так как они передаются на все усилительные каналы практически синхронно при данной длине когерентности излучения. Кроме постоянной разности фаз в каналах, вызванной различной оптической длиной пути излучения в разных участках разветвителя и различной длиной усилителей (см. рис. 1), существует дополнительная разность фаз, которая непрерывно и произвольным образом меняется. Причина этого – наличие в оптоволоконных усилителях фазовых колебаний (фазового шума) [7]. Максимальные по амплитуде фазовые колебания наблюдаются сразу же после включения лазера и составляют 20λ , частота этих колебаний порядка 1 Гц. Связано это главным образом с температурными изменениями показателя преломления в оптоволокне. После установления режима теплового равновесия фазовые колебания также наблюдаются в усилительных каналах, но максимальная амплитуда уменьшается до $\lambda/3$. Частота таких колебаний также порядка 1 Гц.

Основными источниками фазовых колебаний являются тепловые колебания, механический резонанс, акустический и сейсмический шумы. Отметим также, что оптические неоднородности в среде распространения излучения от выхода усилителей до системы регистрации также могут приводить к дополнительной дефазировке.

Результатом рассогласования фаз излучения отдельных усилителей является постоянное изменение распределения интенсивности излучения в дальней зоне суммарного пучка. Примеры такого распределения приведены на рис. 3.

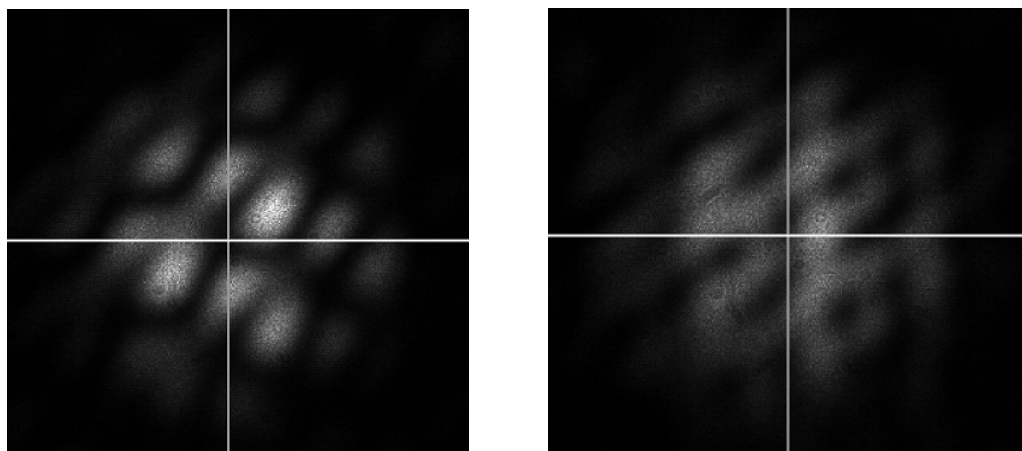


Рис. 3. Примеры распределения интенсивности излучения семи волоконных лазерных каналов в дальней зоне в случае рассогласования фаз

При включении обратной связи в системе фазировки фотодиод 16 (см. рис. 1), расположенный на оптической оси в фокальной плоскости двухлинзовой системы, регистрирует мощность излучения, заключенного в малом телесном угле, и передает этот сигнал на блок управления напряжениями, подаваемыми на фазовые модуляторы. Используя это значение мощности в качестве целевой функции, система фазировки, работая в замкнутом цикле по СПГ алгоритму, обеспечивает постоянную синфазность излучения всех лазерных каналов вне зависимости от исход-

ных значений фазы в них. Для наибольшей скорости сходимости СПГ алгоритма использовались оптимальные параметры, рассчитанные в [5, 6].

Картины расчетного и экспериментального распределений интенсивности излучения семи сфазированных каналов волоконного лазера в дальней зоне, а также соответствующие прописи по одной из координат представлены на рис. 4.

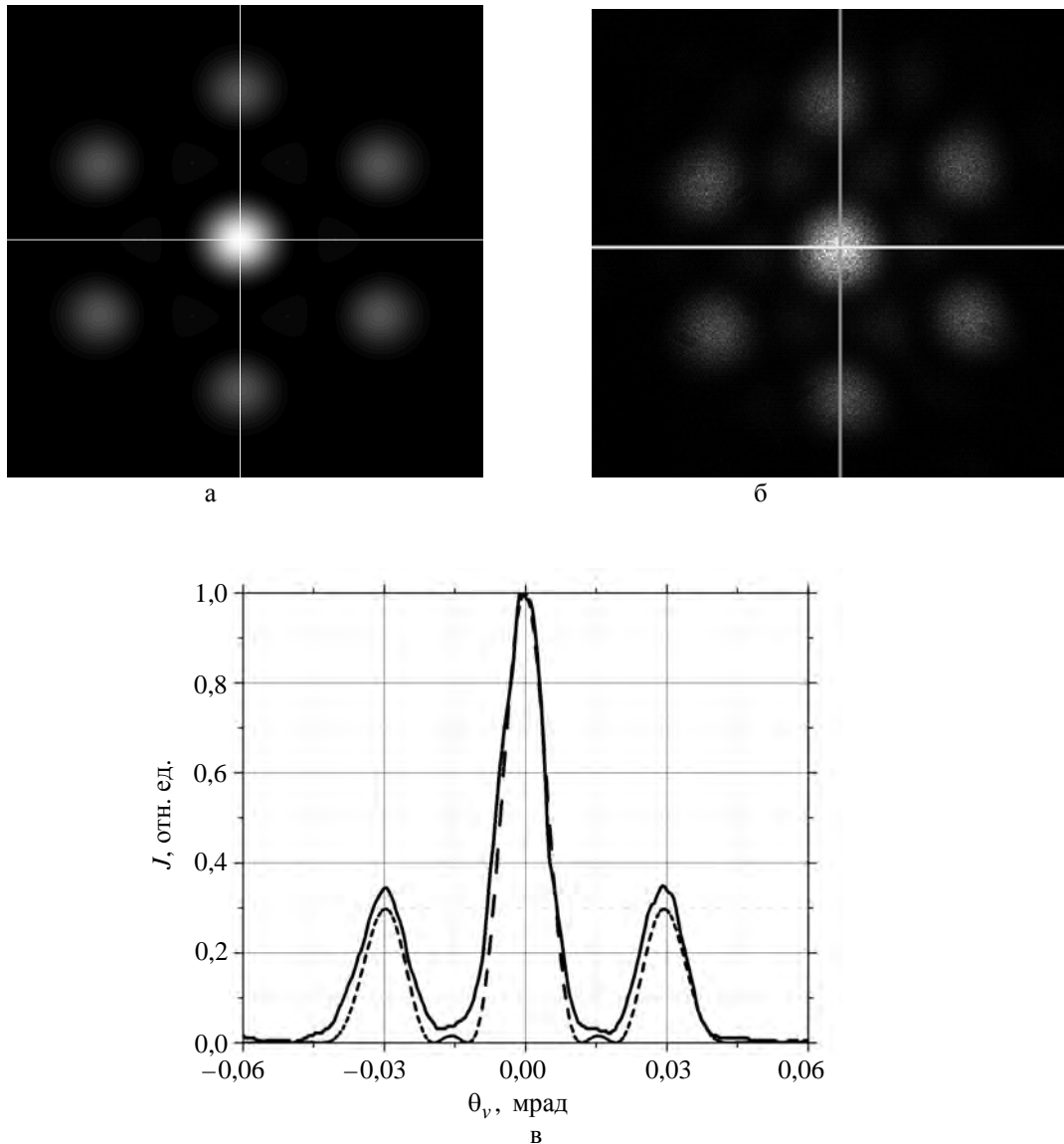


Рис. 4. Расчетное (а) и экспериментальное (б) распределение интенсивности семи сфазированных каналов оптоволоконного лазера в дальней зоне и его пропись по координате y (в) (сплошная линия – эксперимент, пунктир – расчет)

Зависимость выходного сигнала фотодиода от времени при включении/выключении и в режиме паузы обратной связи показана на рис. 5. Интенсивность излучения (сигнал с фотодиода, расположенного на оптической оси) при включении обратной связи (режим «он») в среднем уве-

личивается в семь раз по сравнению с дефазированным случаем. После остановки обратной связи (режим «*pause*») значения напряжений на фазовых модуляторах остаются неизменными и сигнал фотодиода спадает с максимального значения до минимального за 1–3 с, т. е. излучение вновь становится дефазированным.

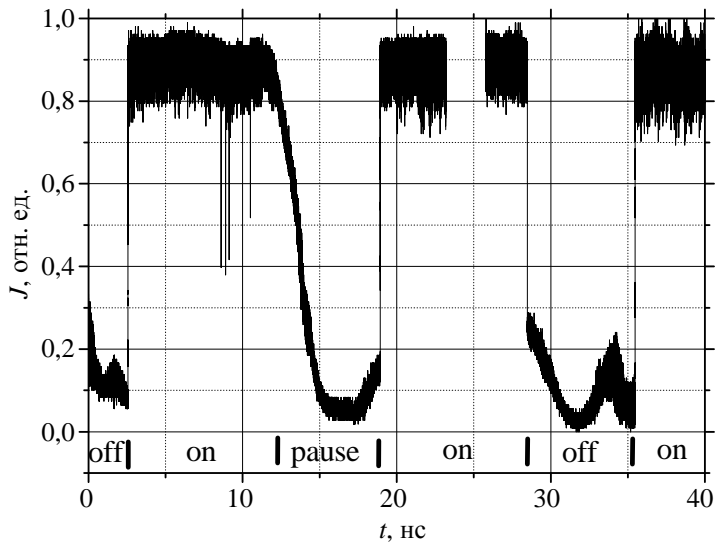


Рис. 5. Зависимость выходного сигнала фотодиода от времени в процессе фазировки при выключенной и включенной обратной связи

Зависимость выходного сигнала фотодиода при первом включении обратной связи и расчетная зависимость числа Штреля от номера итерации СПГ алгоритма N показаны на рис. 6. Нулевая итерация соответствует моменту времени $t = 2,562$ с (первое включение обратной связи) на рис. 5.

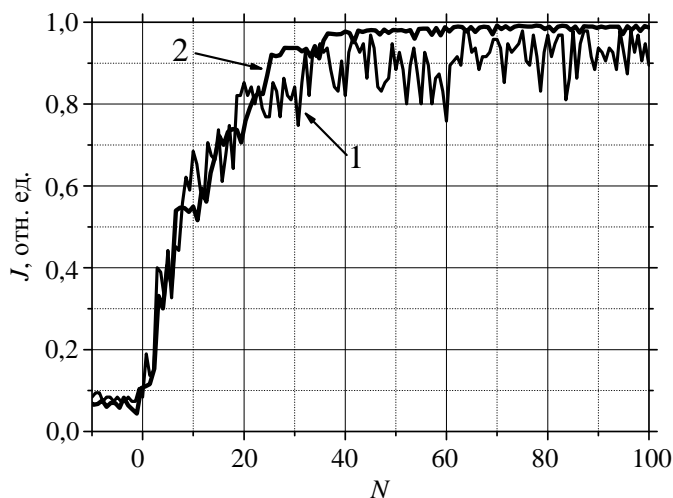


Рис. 6. Зависимость выходного сигнала фотодиода (1) и расчетная зависимость числа Штреля (2) от номера итерации N в процессе фазировки

При включении обратной связи сигнал возрастает до максимального значения за 21–27 итераций СПГ алгоритма и удерживается на этом уровне, что при данной ширине полосы системы соответствует 3–4 мс. Полученные данные подтверждают результаты расчетов [5, 6].

Заключение

Статья посвящена исследованию фазировки многоканальных лазерных систем в схеме *одноканальный ЗГ + блок параллельных усилителей* с помощью двухэтапного итеративного СПГ алгоритма. Создан экспериментальный стенд для активной фазировки 7-канальной волоконной лазерной системы ($\lambda = 1064$ нм) с модуляторами фазы на основе ниобата лития и электронным блоком управления с микроконтроллером. При ширине полосы системы 7,1 кГц продемонстрирована динамическая фазировка излучения 7-канальной оптоволоконной лазерной системы. Результаты экспериментов находятся в хорошем согласии с результатами расчетов и показывают перспективность использования СПГ фазировки усилительных каналов при создании мощных непрерывных лазеров в геометрии *одноканальный ЗГ + блок параллельных усилителей*. Отметим, что описанный подход может быть применен к большому классу непрерывных лазеров.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 12-02-00397-а).

Список литературы

1. Лиханский В. В., Напартович А. П. Излучение оптически связанных лазеров // УФН. 1990. Т. 160. Вып. 3. С. 101–143.
2. Anderegg J., Brosnan S., Cheung E. et al. Coherently coupled high-power fiber arrays // Proc. of SPIE. 2006. Vol. 6102. P. 1–5.
3. Liu L., Vorontsov M. et al. Phase-locking of tiled fiber array using SPGD feedback controller // Proc. of SPIE. 2005. Vol. 5895. P. 1524–1532.
4. Vorontsov M. A., Sivokon V. P. Stochastic parallel-gradient-descent technique for high-resolution wave-front phase-distortion correction // Opt. Soc. of America. 1998. Vol. 15, N 10. P. 2745–2751.
5. Гаранин С. Г., Маначинский А. Н., Стариков Ф. А. и др. Фазовая коррекция лазерного излучения с помощью адаптивных оптических систем в РФЯЦ-ВНИИЭФ // Автометрия. 2012. Т. 48, № 2. С. 30–37.
6. Волков В. А., Волков М. В., Гаранин С. Г. и др. Динамическая фазировка многоканального непрерывного лазерного излучения с использованием стохастического градиентного алгоритма // Квантовая электроника. 2013. Т. 43, № 9. С. 852–856.
7. Augst S. J., Fan T. Y., Sanchez A. Coherent beam combining and phase noise measurements of Yb fiber amplifiers // Opt. Lett. 2004. Vol. 29. P. 474–479.

Phase Locking of Seven-Channel Continuous Wave Fiber Laser System by Using Stochastic Parallel Gradient Algorithm

M. V. Volkov, S. G. Garanin, U. V. Dolgoplov, A. V. Kopalkin, S. M. Kulikov,
D. N. Sinyavin, F. A. Starikov, S. A. Sukharev, S. V. Tyutin,
S. V. Khohlov, D. A. Chaparin

The work is devoted to phase locking of seven-channel continuous wave fiber laser system based master oscillator + multichannel power amplifier scheme by stochastic parallel gradient algorithm. The control of phase modulators on the basis of lithium niobate is performed by the special electronic block with a microcontroller, which processes the signal in real-time operation mode. The dynamic phase locking of laser system has been demonstrated at the system bandwidth 14 kHz, the time of phasing was 3–4 ms.

Влияние температуры газа на характеристики объемного самостоятельного разряда в рабочих смесях импульсно-периодических КИЛ

Исследовано влияние температуры газа на характеристики объемного самостоятельного разряда в рабочих смесях кислород-йодного лазера с наработкой атомов йода в электрическом разряде. Показано, что в рабочих смесях электрохимического кислород-йодного лазера напряжение на плазме объемного самостоятельного разряда увеличивается с ростом температуры газовой смеси.

В. И. Аксинин*, **С. А. Анциферов**,
С. Д. Великанов, **С. Ю. Казанцев***,
В. В. Калиновский, **В. В. Коновалов**,
И. Г. Кононов*, **В. Н. Михалкин**,
С. В. Подлесных*, **И. В. Севрюгин**,
К. Н. Фирсов*

В последнее время проявляется повышенный интерес к химическим импульсно-периодическим кислород-йодным лазерам (ИП КИЛ) с наработкой атомарного йода в объемном самостоятельном разряде (ОСР) [1–4]. Это вызвано значительно более широким спектром возможных применений данного типа лазера по сравнению с традиционным непрерывными КИЛ. Однако физика ОСР в рабочих смесях ИП КИЛ исследована недостаточно полно. В частности, отсутствуют данные о влиянии температуры газовой смеси на характеристики ОСР. Типичные рабочие смеси химического КИЛ с наработкой атомарного йода в ОСР содержат сильно электроотрицательный компонент – йодид (CH_3I или $\text{C}_2\text{H}_5\text{I}$), синглетный кислород $\Delta^1\text{O}_2$, кислород в основном состоянии и буферный газ N_2 . В работе [5] установлено, что критическое приведенное поле $(E/N)_{\text{кр}}$ в синглетном кислороде ниже, чем в кислороде, находящемся в основном состоянии; там же разработана численная модель разряда в синглетном кислороде, адекватно описывающая экспериментальные данные. Из данных [5] следует ожидать, что в рабочих смесях КИЛ напряжение на плазме ОСР будет зависеть от доли $\Delta^1\text{O}_2$ в смеси, при этом снижение напряжения горения при увеличении доли $\Delta^1\text{O}_2$ в смеси описывается закономерностями, установленными

*ИОФ РАН, г. Москва.

в [4], однако влияние температуры газа на параметр $(E/N)_{cr}$ в рабочих смесях КИЛ не изучалось. Известно, что стандартная смесь ИП КИЛ (RI:O₂:N₂) содержит сильно электроотрицательный компонент (RI), наличие которого может приводить к росту прилипания электронов с ростом температуры. Аналогичный эффект наблюдается в смесях на основе SF₆ и с-C₄F₈ [6, 7]. Повышение температуры газа в рабочей среде КИЛ может быть обусловлено различными факторами, например нагревом газа от разряда, дезактивацией Δ¹O₂ в рабочем объеме и т. п. Целью настоящей работы являлось исследование влияния температуры газа на характеристики объемного самостоятельного разряда в рабочих смесях КИЛ.

Схема экспериментальной установки показана на рис. 1. ОСР зажигался в электродной геометрии *игла* (катод) – *плоскость* (анод) при межэлектродном расстоянии $d = 5$ см. На промежуток через индуктивность разряжался конденсатор емкостью $C = 8$ нФ. Электроды размещались в герметичной кварцевой трубке диаметром 5 см, которая заполнялась рабочей смесью газов. Большинство экспериментальных исследований проводилось в газовой смеси C₂H₅I:воздух = 1:36 при общем давлении 12 Торр (при $T = 22$ °С). Эта газовая смесь имитировала рабочую смесь ИП КИЛ. Зарядное напряжение варьировалось в пределах 6–10 кВ. Ток ОСР и напряжение на промежутке контролировались калиброванными шунтом и делителем напряжения соответственно. После напуска в разрядную камеру смеси камера отсекалась от вакуумного тракта и могла нагреваться потоком горячего воздуха до 150 °С. Изменение температуры смеси контролировалось по изменению давления в камере. Полагалось, что нагрев стенок камеры до 100 °С не приводит к диссоциации компонентов смеси.

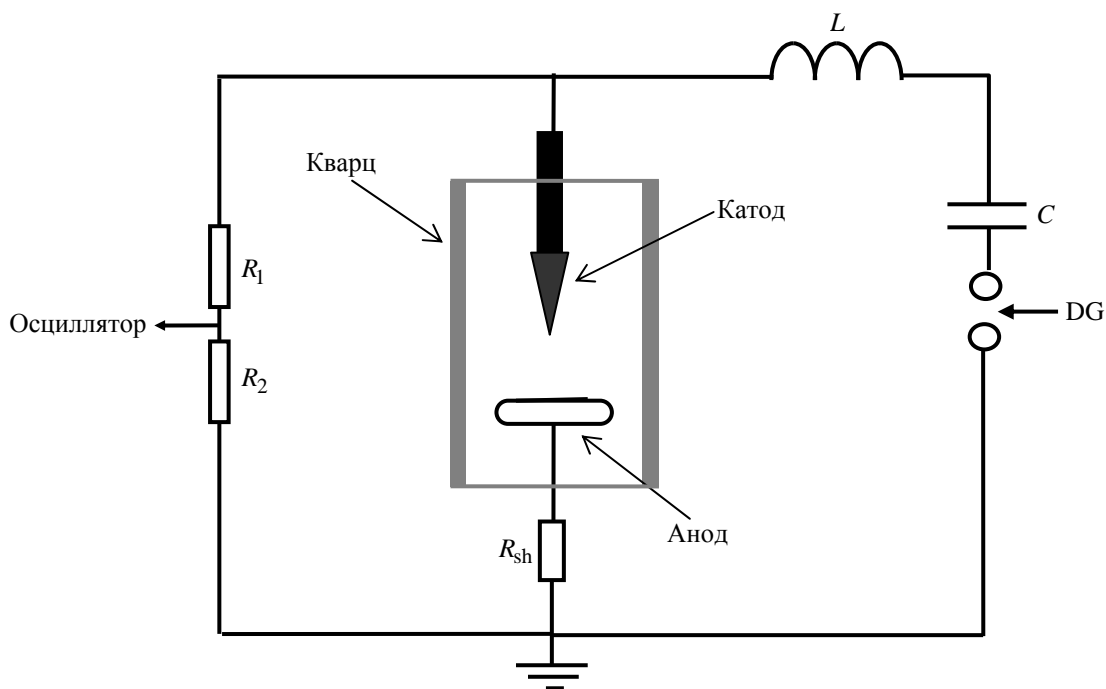


Рис. 1. Схема экспериментальной установки для исследований влияния нагрева рабочей смеси КИЛ на разрядные характеристики: $C = 8$ нФ; $L = 3,2$ мкГн; DG – разрядник; R_1, R_2 – делитель напряжения; R_{sh} – токовый шунт

На рис. 2 показаны осциллограммы напряжения (нижний луч) и тока (верхний луч) ОСР в смеси C_2H_5I :воздух = 1:36 с начальным давлением 12 Торр, полученные при разряде на промежуток конденсатора. Здесь U_1, I_1 – напряжение и ток ОСР при температуре газа $T = 22\text{ }^\circ\text{C}$; U_2, I_2 – напряжение и ток ОСР при $T = 95\text{ }^\circ\text{C}$. Развертка 250 нс/дел. Из рис. 2 видно, что нагрев приводит к уменьшению разрядного тока и увеличению напряжения на плазме. В экспериментах было установлено, что после остывания смеси в кварцевой камере осциллограммы напряжения и тока возвращаются в исходное состояние.

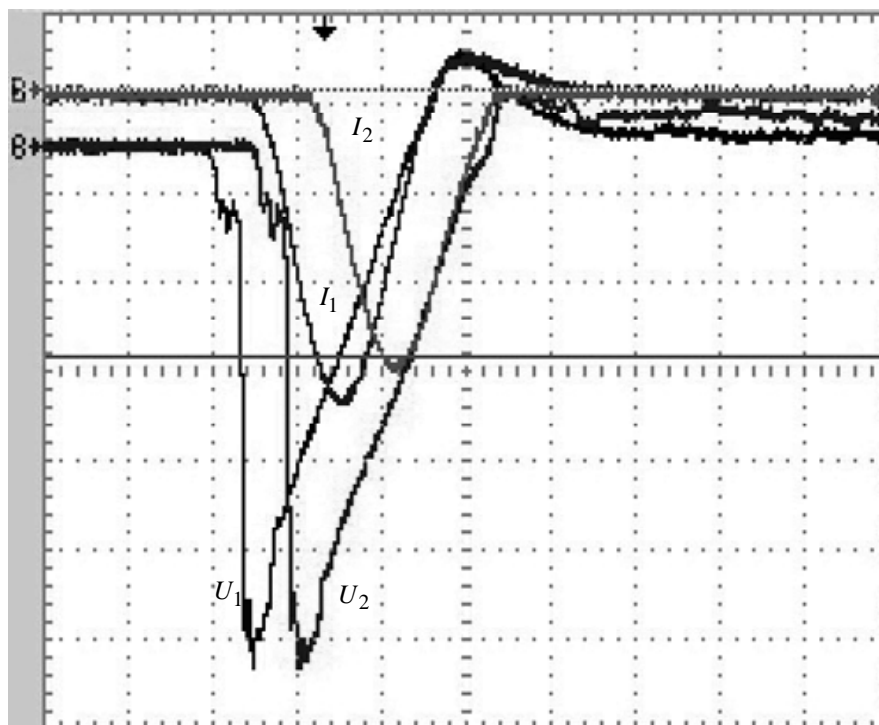


Рис. 2. Осциллограммы напряжения и тока ОСР в газовой смеси C_2H_5I :воздух = 1:36 с общим давлением 12 Торр при температуре $22\text{ }^\circ\text{C}$ (U_1, I_1) и $95\text{ }^\circ\text{C}$ (U_2, I_2)

Таким образом, следует ожидать, что и в рабочих смесях КИЛ температура газа будет оказывать заметное влияние на электрические характеристики ОСР. Следует заметить, что увеличение скорости дезактивации синглетного кислорода в рабочем объеме КИЛ будет приводить к росту напряжения горения ОСР по двум причинам: 1) уменьшение доли Δ^1O_2 в смеси; 2) рост температуры газовой смеси.

Работа поддержана грантом РФФИ № 12-08-00321.

Список литературы

1. Вагин Н. П., Юрышев Н. Н. // Квантовая электроника. 2001. Т. 31. С. 127.
2. Kochetov I. V., Napartovich A. P., Vagin N. P., Yuryshev N. N. // J. Phys. D. 2009. Vol. 42. P. 055201.
3. Казанцев С. Ю., Кононов И. Г., Подлесных С. В., Фирсов К. Н. // Квантовая электроника. 2010. Т. 40, № 5. С. 397–399.
4. Kochetov I. V., Napartovich A. P., Vagin N. P., Yuryshev N. N. // J. Phys. D. 2011. Vol. 44. P. 355204.
5. Вагин Н. П., Ионин А. А., Климачев Ю. М. и др. // Физика плазмы. 2003. Т. 29, № 3. С. 236–245.
6. Belevtsev A. A., Firsov K. N., Kazantsev S. Yu., Kononov I. G. // Appl. Phys. B. 2006. Vol. 82. P. 455.
7. Белевцев А. А., Казанцев С. Ю., Кононов И. Г., Фирсов К. Н. // Квантовая электроника. 2007. Т. 37, № 10. С. 985–988.

Influence of Gas Temperature on Self-Sustained Volume Discharge Characteristics in Working Mixtures of a Repetitively Pulsed COIL

V. I. Aksinin, S. A. Antsiferov, S. D. Velikanov, S. Yu. Kazantsev, V. V. Kalinovskii,
V. V. Konovalov, I. G. Kononov, V. N. Mikhalkin, S. V. Podlesnykh, I. V. Sevryugin,
K. N. Firsov

The influence of gas temperature on the characteristics of a self-sustained volume discharge was studied in the working mixtures of a chemical oxygen-iodine laser with pulsed electric-discharge production of iodine atoms. In experiments, laser working mixtures were modelled by the mixture of air and iodide C_2H_5I . It was established that mixture heating is accompanied by an increase in the voltage across the discharge plasma and by a decrease in the discharge current. By varying the temperature of the mixture with the iodine content of ~2.7 % and initial pressure $P = 12$ Torr from 22 °C to 96 °C, the current amplitude falls by ~12 %, and at the instant corresponding to a maximal current the voltage raises by ~22 %. Such a change in the discharge characteristics is explained by a higher rate of electron attachment to vibrationally excited iodide molecules at elevated temperatures.

Расчетные и экспериментальные исследования повышения коэффициента усиления силового усилителя установки «Луч»

**И. А. Белов, С. А. Бельков,
И. Н. Воронич, С. Г. Гаранин,
С. В. Кошечкин, С. С. Марков,
А. М. Радайкин, Д. В. Сизмин,
Л. В. Солнышкова, Ф. А. Стариков**

С целью повышения коэффициента усиления силового усилителя установки «Луч» проведена модернизация усилителей, заключающаяся в замене защитных стекол из материала ФЛОАТ на стекла марки К-8 с просветляющим покрытием. Предложена модельная зависимость коэффициента отражения просветляющего покрытия от угла падения широкополосного излучения ламп. Расчетное значение увеличения эффективности накачки составило 9 %. В экспериментах по измерению коэффициента усиления активной среды получено его увеличение на 6–7 %. В результате достигнутого роста запасенной энергии в полномасштабных экспериментах на установке «Луч» удалось реализовать штатный уровень выходной энергии излучения при сниженном факторе загрузки ламп накачки: 0,2 вместо 0,25.

Введение

Одной из ключевых характеристик лазерной системы является запасенная энергия активной среды, определяющая коэффициент усиления и энергетические параметры излучения на выходе усилительной цепи. Наиболее эффективный съем запасенной энергии и наилучшее использование энергии накачки свойственно многопроходным лазерным системам. К таким системам относится установка «Луч» – четырехканальная лазерная установка на неодимовом фосфатном стекле [1], в которой излучение проходит через активную среду четыре раза. Оптическая схема одного лазерного канала установки «Луч» представлена на рис. 1 (см. также цв. вкл.).

В 2013 г. в ходе работ на установке «Луч» была проведена модернизация усилителей с целью повышения эффективности их работы. Модернизация включала: замену фольги MIRO плоских отражателей на фольгу MIRO Silver с большим коэффициентом отражения; замену защитных стекол марки ФЛОАТ на стекла марки К-8 с меньшим коэффициентом поглощения; применение просветляющего покрытия на защитных стеклах.

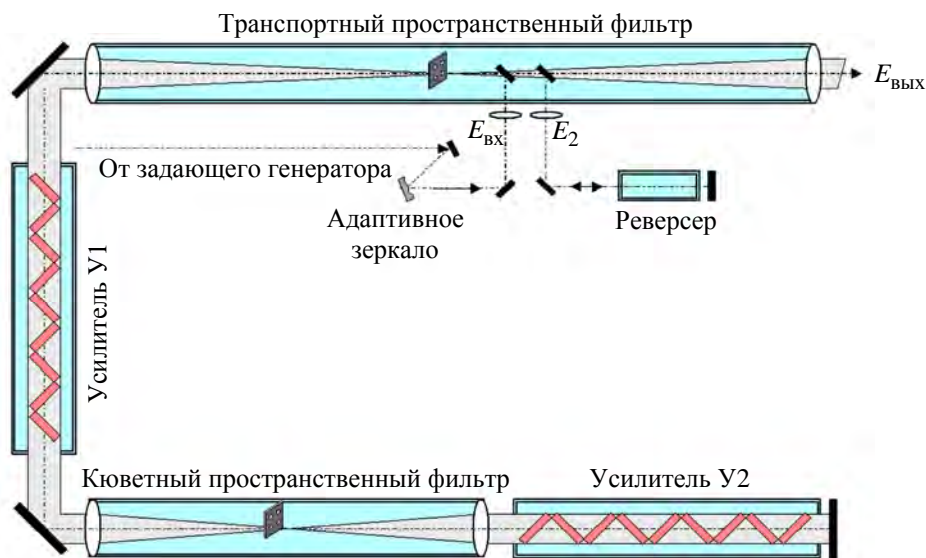


Рис. 1. Схема одного канала установки «Луч»

1. Оценка увеличения светового потока

Рассмотрим влияние замены плоских отражателей, а именно фольги MIRO с коэффициентом отражения 95 % [2, 3] на фольгу MIRO Silver, характеризующуюся общим коэффициентом отражения 98 % [3], на величину потока накачки. Принимая во внимание, что снижение светового потока накачки от ламповой кассеты при снятии бокового отражателя составляет $\approx 16\%$ [4], увеличение светового потока накачки вследствие замены материала плоских боковых отражателей оценивается в $\approx 0,5\%$. Влияние замены отражателей «пола» и «потолка» модуля оценить затруднительно, однако, исходя из того, что значения коэффициентов отражения фольг близки, можно предположить, что она также не даст ощутимого роста величины светового потока в направлении активного элемента.

Для оценки влияния замены материала защитных стекол на эффективность накачки необходимо провести анализ характеристик стекол и просветляющего покрытия. Очевидно, что основным требованием к материалу защитных стекол является максимальное пропускание излучения ламп накачки в спектральных диапазонах от 490 до 610 нм и от 720 до 910 нм, которые соответствуют основным полосам поглощения ионов неодима в активных элементах. Как известно, обеспечить максимальное пропускание защитных стекол можно двумя способами: во-первых, используя материалы с достаточно низким коэффициентом поглощения, во-вторых, уменьшив френелевские потери на отражение путем нанесения на поверхность защитного стекла оптимально подобранного просветляющего покрытия. На рис. 2 представлены спектральные зависимости коэффициентов пропускания стекла ФЛОАТ (кривая 1), которое использовалось в качестве защитного до выполненной модернизации усилителей, и нового стекла К-8 (кривая 2). Спектры пропускания стекол ФЛОАТ и К-8 были непосредственно измерены авторами работы. Исходя из представленных зависимостей, выбор в пользу стекла К-8 обусловлен значительно меньшим коэффициентом поглощения по сравнению со стеклом ФЛОАТ, особенно в диапазоне от 720 до 910 нм.

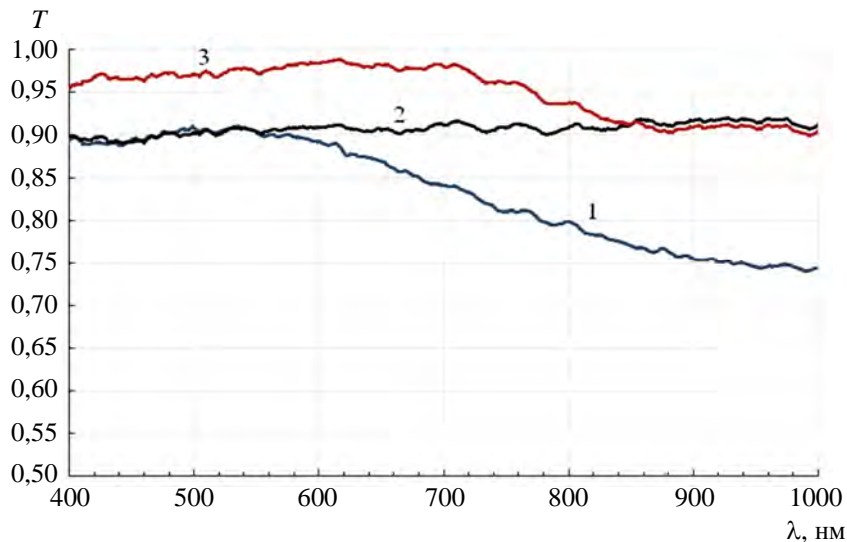


Рис. 2. Спектры пропускания защитных стекол: 1 – стекло ФЛОАТ; 2 – стекло К-8; 3 – стекло К-8 с просветляющим покрытием

На рис. 2 также показана спектральная зависимость коэффициента пропускания стекла К-8 с просветляющим покрытием (кривая 3), которое установлено в новом варианте комплектации усилительных модулей. Производителем была предоставлена лишь спектральная зависимость коэффициента отражения просветляющего покрытия для случая нормального падения (рис. 3), более подробная информация по покрытию отсутствует. Поскольку измерений пропускания стекла К-8 с просветлением не проводилось, на рис. 2 представлена расчетная зависимость (для нормального падения), полученная с использованием данных производителя покрытия.

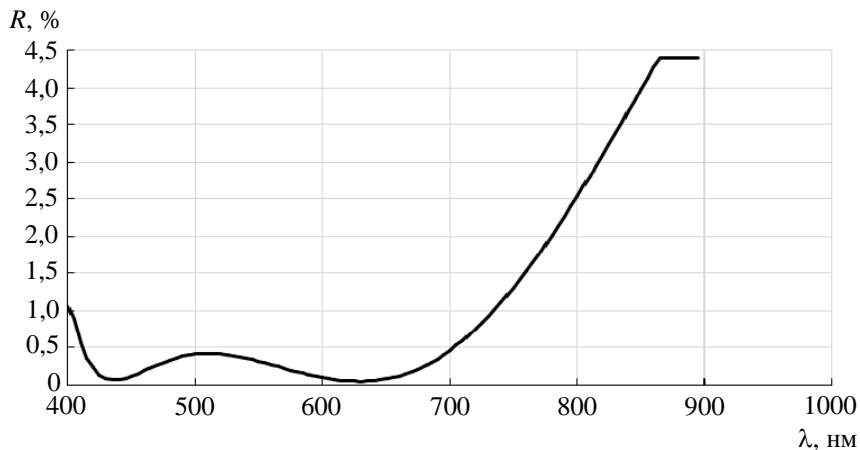


Рис. 3. Спектральная зависимость коэффициента отражения просветляющего покрытия (для нормального падения)

Максимальное ожидаемое увеличение световой энергии накачки за счет замены материала защитных стекол, оцененное исходя из спектрального распределения коэффициента отражения для нормального падения, составляет 14,1 %. С учетом углов падения излучения накачки на защитное стекло данное значение окажется меньше.

2. Численные расчеты увеличения световой эффективности накачки

Численные расчеты выполнялись в программе МКР4, которая моделирует физические процессы, сопровождающие перенос излучения лампы накачки к активному элементу в заданной геометрии усилительного модуля.

В программе МКР4 используется лучевой метод расчета осветителей (ray-tracing). Его особенностью является полное моделирование движения каждого рожденного луча с изменением его энергии и направления при прохождении им всей геометрии осветителя. Рождение лучей происходит однородно по объему источника и изотропно по направлениям распространения. Спектр каждого рожденного луча является полихроматическим. В процессе распространения на пути луча встречаются два вида поверхностей: преломляющие, где отражение или преломление определяется формулами Френеля, и отражающие, попадая на которые луч отражается в соответствии с заданным спектральным коэффициентом отражения. Кроме того, на пути луча могут встретиться три вида сред: пассивная, активная и источник. При прохождении пассивной среды поглощение энергии происходит в соответствии с законом Бугера. Для активной среды картина поглощения энергии определяется своим распределением коэффициента поглощения по спектру, при этом поглощенная энергия идет на увеличение инверсной населенности. В области источника происходит генерация лучей и их поглощение в соответствии с заданным коэффициентом поглощения, скорректированным на вынужденное переизлучение. В процессе распространения луча рассчитывается убыль его энергии в каждой из спектральных групп. Расчет распространения прекращается при выходе луча в окружающее пространство или при убыли его полной энергии ниже заданного значения.

Реализуемая в программе расчетная модель осветителя включает в себя разработанную ранее модель лампы накачки и геометрическую модель всего осветительного модуля установки «Луч» (рис. 4). В осветителе используются импульсные газоразрядные лампы диаметром 2,4 см и высотой 59 см. Неодимовый слэб располагается под углом Брюстера и имеет размеры $L = 47$ см и $H = 4$ см. Запасенная в слэбе энергия определяется количеством энергии, поглощенной данной средой с учетом «дефекта кванта» (т. е. с учетом того, что энергия кванта рабочего перехода отличается от энергии поглощенного кванта) и квантового выхода. Спектр поглощения ионов неодима в активной среде представлен на рис. 5. Кроме того, учитывается конечная квантовая эффективность, т. е. доля актов поглощения, приводящих к рождению возбужденного атома активной среды.

Излучение импульсных ксеноновых ламп моделируется следующим образом. Изначально в плазме лампы рождается излучение с планковским спектром с температурой 12,4 кК [5], затем по мере его распространения сквозь плазму лампы происходит деформация спектра в соответствии с заданным спектральным коэффициентом поглощения плазмы ксенона, исправленным на вынужденное переизлучение (рис. 6). Затем излучение проходит через колбу лампы, где также поглощается в соответствии с коэффициентом (рис. 7). Поскольку колба лампы легирована церием, введено спектральное поглощение ультрафиолетовой части спектра излучения лампы.

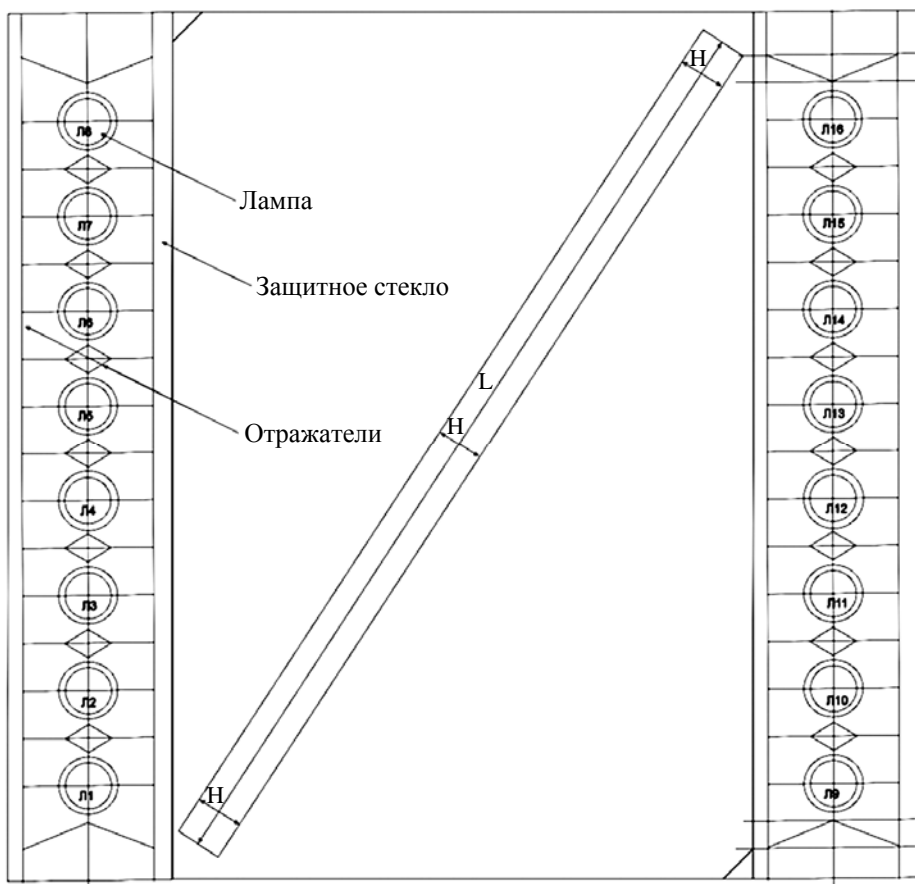


Рис. 4. Геометрическая модель осветителя установки «Луч»

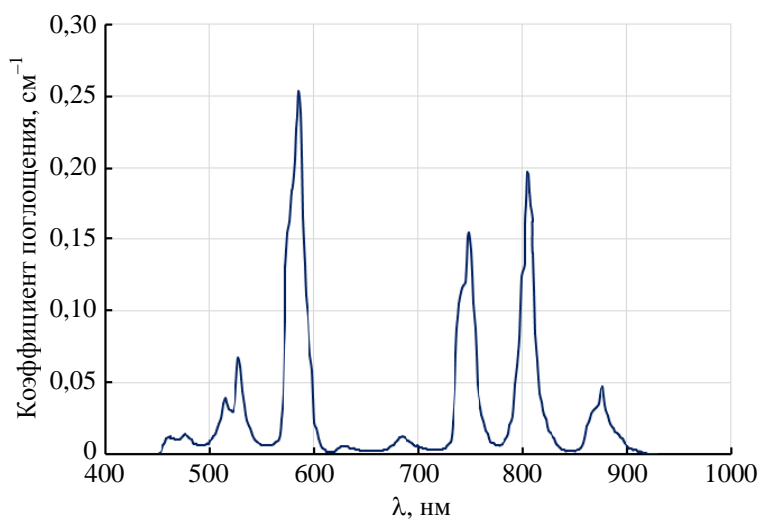


Рис. 5. Спектр поглощения ионов Nd^{3+} в стекле КНФС-1

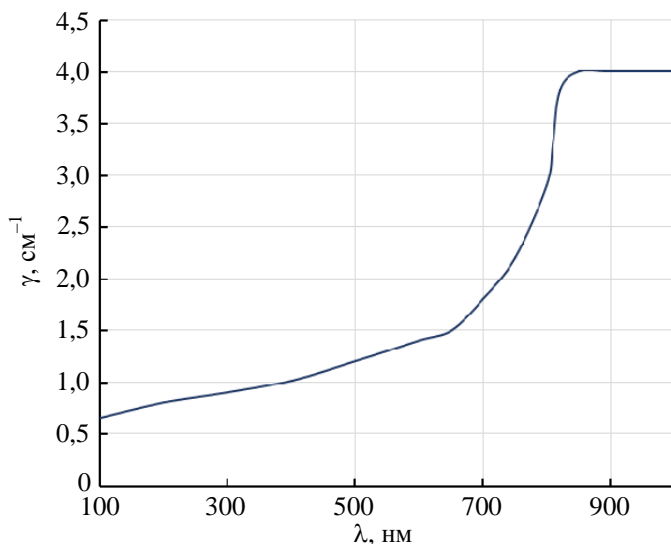


Рис. 6. Спектральное поглощение плазмы ксеноновой лампы

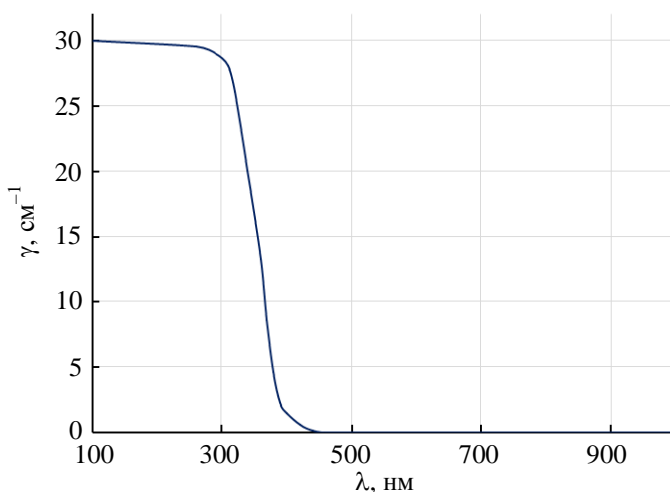


Рис. 7. Спектральное поглощение колбы лампы

Для проведения расчетов в модели осветителей, соответствующей комплектации усиленных модулей после модернизации, была проведена модернизация программы МКР4, позволяющая рассчитывать защитные стекла с просветляющим покрытием. Для моделирования просветляющего покрытия была введена граница, при прохождении которой энергия луча уменьшалась в соответствии с заданным спектральным коэффициентом отражения просветляющего покрытия (см. рис. 3). Согласно предложенной модели были проведены расчеты световой эффективности осветителя, а именно мощности, запасенной в активном элементе. Оказалось, что световая эффективность осветителя с защитным стеклом марки К-8 с просветляющим покрытием на 13,2 % выше, чем с защитным стеклом ФЛОАТ, что хорошо согласуется с оценкой в 14,1 %, приведенной в разделе 1.

Однако следует отметить, что первые расчеты и оценки повышения световой эффективности накачки проводились для случая нормального падения излучения на защитное стекло. Исходя из геометрии расположения ламп в осветителе, значительный вклад в запасенную в слэбе энергию вносят лучи, падающие на защитное стекло под разными, отличными от нормальных углами, поэтому в эксперименте можно ожидать значительно меньшее увеличение коэффициента усиления слабого сигнала. Таким образом, в расчете необходимо также учитывать угловую зависимость коэффициента отражения просветляющего покрытия. Как отмечалось в разделе 1, подробная информация по просветляющему покрытию отсутствует, а производителем предоставлен лишь спектр отражения покрытия для случая нормального падения. Поэтому была предложена модельная угловая зависимость коэффициента отражения просветляющего покрытия. Очевидно, что при нормальных углах падения оптимально подобранное просветление работает в соответствии с паспортными данными, однако при увеличении угла падения начинает сказываться френелевское отражение, которое при больших углах довольно резко возрастает, о чем свидетельствует рис. 8 [6].

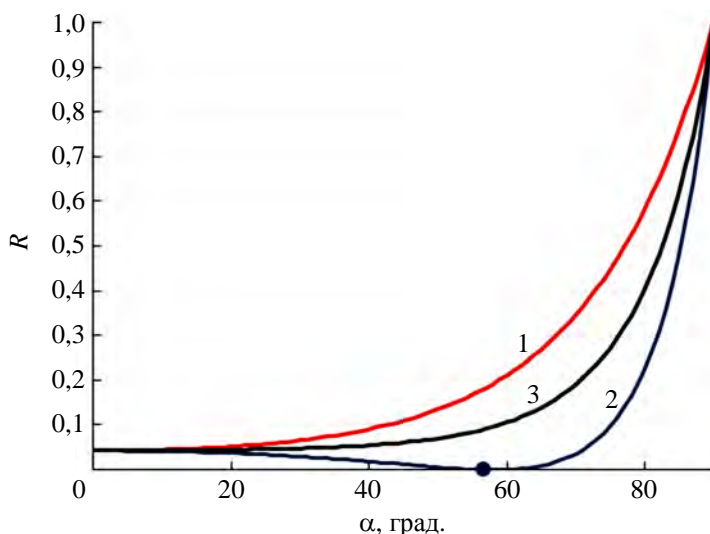


Рис. 8. Зависимость френелевского коэффициента отражения от угла падения (воздух – стекло):
 1 – для *s*-поляризованного излучения; 2 – для *p*-поляризованного излучения;
 3 – для неполяризованного излучения

Основываясь на вышеприведенных соображениях, мы предложили модельную угловую зависимость, удовлетворяющую предельным случаям:

$$R(\lambda, \theta) = \frac{R_{\phi}(\theta)(1 - R(\lambda)) + R(\lambda) - R_{\phi}(0)}{1 - R_{\phi}(0)}, \quad (1)$$

где $R_{\phi}(\theta)$ – угловая зависимость френелевского коэффициента отражения (кривая 3 на рис. 8), $R(\lambda)$ – спектральный коэффициент отражения просветляющего покрытия для нормального падения (в соответствии с рис. 3). На рис. 9 (см. также цв. вкл.) показаны спектры отражения покрытия для разных углов падения в соответствии с предложенной зависимостью (1). Видно, что для случая нормального падения зависимость совпадает со спектральным коэффициентом отражения просветляющего покрытия, изображенном на рис. 3. При этом максимальное значение коэффициента

ента отражения просветляющего покрытия не превышает коэффициента френелевского отражения 4,4 %. При скользких углах эффект просветления замыкается, и зависимость на рис. 9 стремится к френелевскому коэффициенту отражения для соответствующего угла падения во всем спектральном интервале. В частности, для угла 90° отражение просветляющего покрытия достигает максимального значения френелевского коэффициента отражения 100 %.

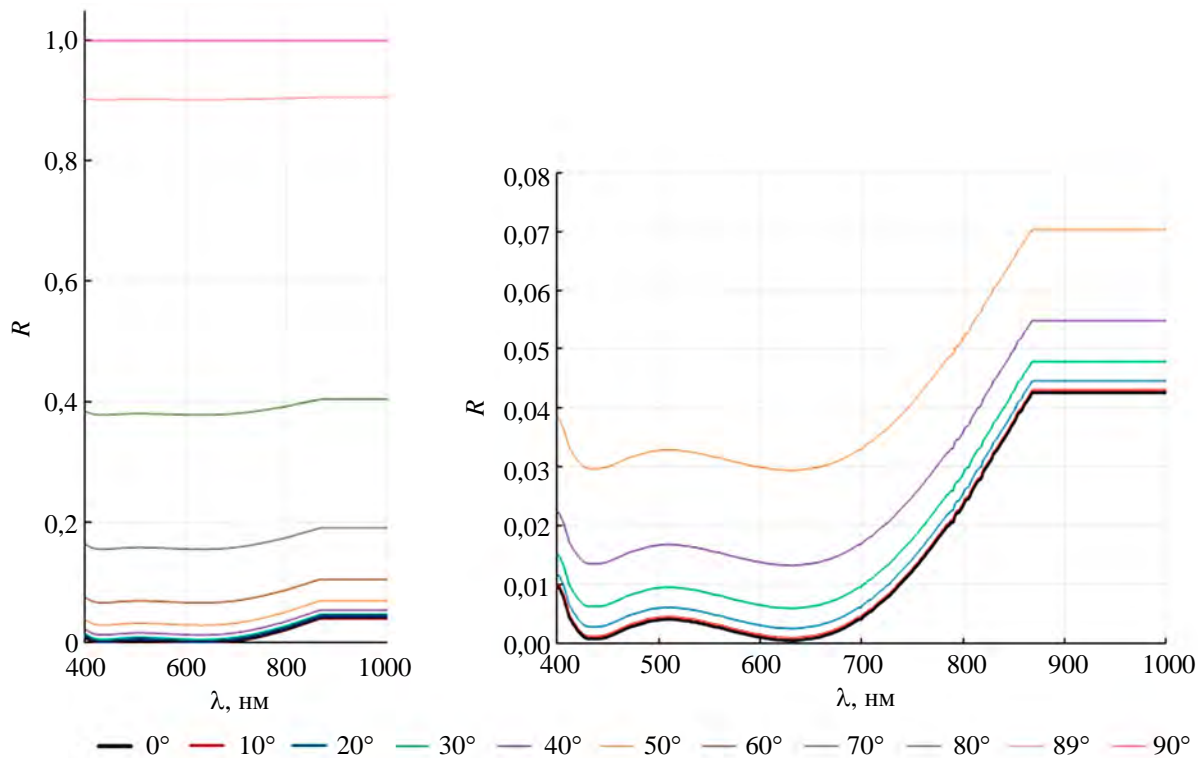


Рис. 9. Модельная зависимость спектрального коэффициента отражения просветляющего покрытия для разных углов падения и ее фрагмент (справа)

С использованием численной модели осветителя с возможностью задания просветленных защитных стекол были проведены расчеты по определению влияния просветляющего покрытия на увеличение световой эффективности осветителя с защитными стеклами марки ФЛОАТ, К-8 и К-8 с просветляющим покрытием. В табл. 1 приведены интегральные по слэбу результаты расчетов запасенной мощности.

Таблица 1

Расчитанные значения интегральной по слэбу запасенной мощности

Марка стекла	P , отн. ед.
ФЛОАТ	$4,80 \cdot 10^4$
К-8	$5,12 \cdot 10^4$
К-8 с просветляющим покрытием	$5,23 \cdot 10^4$

Анализируя результаты расчетов, приведенные в табл. 1, можно говорить о заметном увеличении световой эффективности осветителя (на 9 %), использующего защитное стекло К-8 с просветляющим покрытием. Нужно отметить, что увеличение световой эффективности осветителей, укомплектованных стеклами марки К-8 с просветляющим покрытием, а не ФЛОАТ, связано большей частью (на 75 %) не с просветлением К-8, а с его более эффективным пропусканием.

Кроме интегральных значений запасенной мощности, необходимо также учитывать неоднородность распределения запасенной мощности в неодимовом слэбе. Геометрическая модель слэба представляет собой прямоугольный элемент с размерами 47×4 см, разделенный вдоль своей длины на 20 прямоугольных областей, что позволяет получать в расчете энергетические распределения вдоль активного элемента. Графики распределения запасенной мощности вдоль неодимового слэба для стекол ФЛОАТ, К-8 и К-8 с просветляющим покрытием приведены на рис. 10. Как видно, распределение энергии в слэбе достаточно равномерное. Наблюдается небольшой завал на краях, ~4 % от максимума, обусловленный заданной геометрией осветителя. Локальные неоднородности имеют стохастическое происхождение.

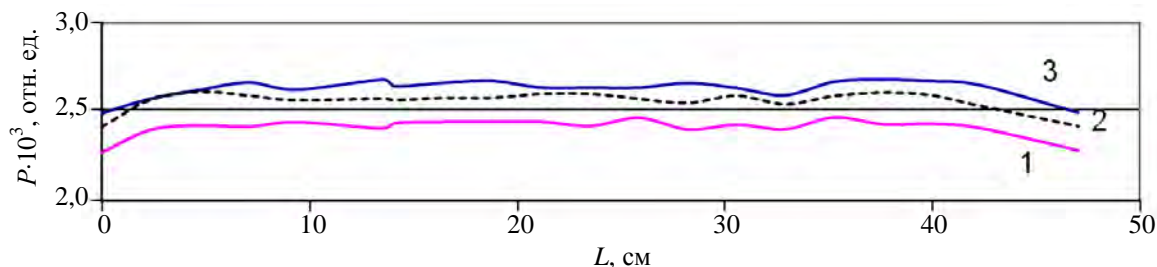


Рис. 10. Распределение запасенной мощности по длине слэба: 1 – с использованием ФЛОАТ без просветления; 2 – со стеклом К-8 без просветления; 3 – со стеклом К-8 с просветлением

3. Постановка экспериментов по измерению коэффициента усиления

Измерения проводились при усилении излучения штатного юстировочного лазера (длина волны $\lambda = 1053$ нм, размер пучка $\approx 20 \times 20$ см²) в канале 1 (нижнем) и 2 (верхнем) усилителя У1, а также в канале 1 усилителя У2 установки «Луч». При измерении использовали девять активных элементов. Схема измерения коэффициента усиления аналогична представленной в работах [2, 4] (рис. 11).

Излучение юстировочного лазера заводилось в усилитель У1. На выходе усилителя в оптическом тракте устанавливалась диафрагма 3 диаметром 15 мм, выделявшая область зондирования на апертуре усилителя. Она также ограничивала попадание излучения накачки в схему регистрации и выполняла роль селектирующей диафрагмы. Пройдя через диафрагму 3, пучок диаметром 15 мм и мощностью $P \approx 1$ мВт (что соответствовало сигналу на осциллографе $U \approx 19$ мВ) при помощи диэлектрических зеркал 4 доводился до схемы регистрации (СР), находившейся в отдельной от зала установки комнате. На выходе ТПФ, соосно с диафрагмой 3, располагалась апертурная диафрагма 1 диаметром 20 мм. В схеме регистрации излучение, пройдя через интерференционный фильтр (И) ($\lambda = 1,053$ мкм, $\Delta\lambda_{0,5} = 0,05$ мкм), фокусировалось на фотодиод (ФД). Светофильтр ИКС-7 (Ф) ослаблял рабочее излучение до необходимого уровня. Перед фотодиодом

устанавливался диффузный рассеиватель (Р) из матированного стекла. Элементы схемы регистрации были закрыты от внешней засветки непрозрачным тубусом. Регистрация осуществлялась по схеме с временным разрешением ~ 30 нс на базе кремниевого фотодиода ФД256 и осциллографа TDS-3052В. Измерения коэффициента усиления в канале 1 усилителя У2 проводились по аналогичной схеме, расстояние от зондирующей диафрагмы 3 до схемы регистрации в обоих случаях составляло ≈ 70 м. В опытах осуществлялась накачка только того усилителя, на котором проводилось измерение.

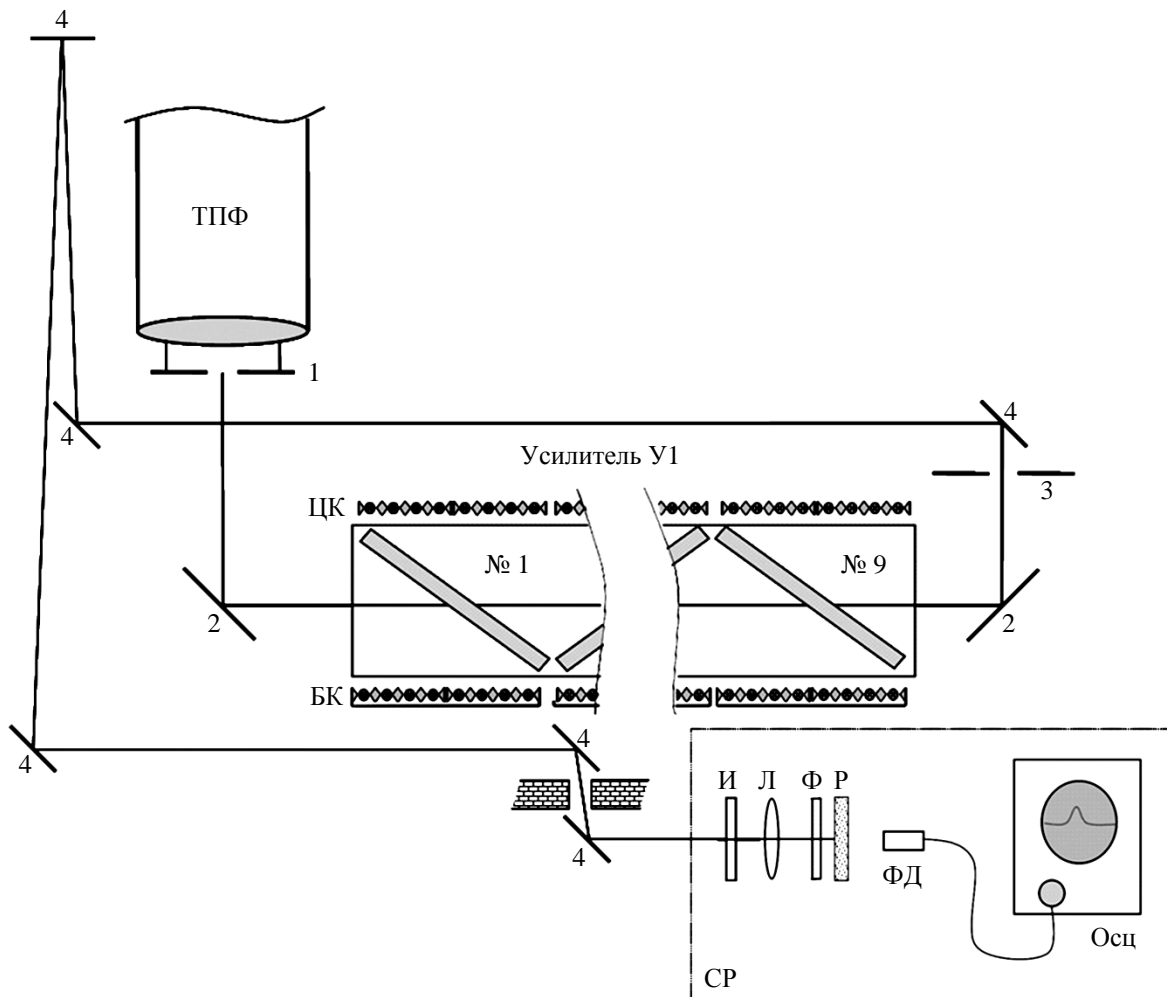


Рис. 11. Принципиальная оптическая схема измерения коэффициента усиления в каналах 1, 2 усилителя У1: 1 – апертурная диафрагма, 2 – штатные поворотные зеркала, 3 – зондирующая диафрагма, 4 – диэлектрические зеркала, БК и ЦК – боковая и центральная ламповые кассеты, СР – схема регистрации, И – интерференционный фильтр, Л – линза, Ф – светофильтр, Р – диффузный рассеиватель, ФД – фотодиод ФД256, Осц – осциллограф TDS-3052В

Измерения коэффициента усиления проводились в центральной точке апертуры усилителя – в зависимости от величины накачки (при зарядных напряжениях 18, 20, 22, 24 кВ); по сечению усилителя (при $U_3 = 22$ кВ) – в зависимости от координаты.

4. Обработка результатов

На рис. 12,а представлена характерная осциллограмма формы импульса $U(t)$, регистрируемого в эксперименте, и осциллограмма «нулевого» сигнала $U_0(t)$, записанная за минуту до опыта при перекрытом излучении лазера и отсутствии накачки. Форму импульса усиленного сигнала $U'(t)$ получали вычитанием: $U'(t) = U(t) - U_0(t)$. Временная зависимость коэффициента усиления (рис. 12,б) рассчитана по формуле $K(t) = \frac{U'(t)}{U_{\text{опор}}}$, где $U_{\text{опор}}$ – опорный сигнал, вычисленный как среднее значение напряжения на участке до момента начала накачки.

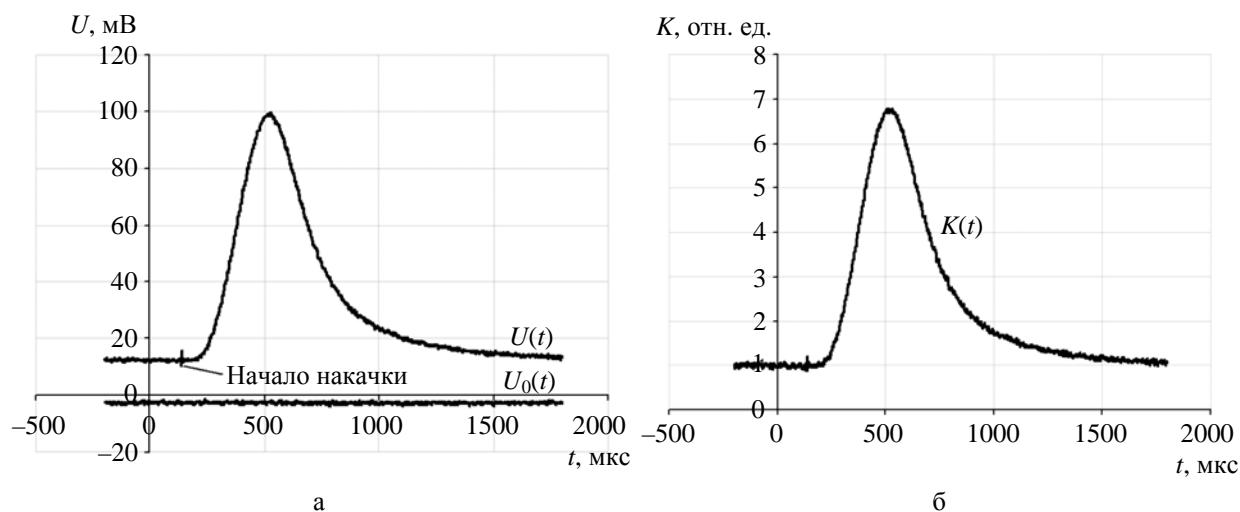


Рис. 12. Характерная форма импульса (а) и распределение коэффициента усиления по времени (б)

Значение коэффициента усиления слабого сигнала K_0 соответствует максимуму распределения $K(t)$ и достигается через ≈ 370 мкс после начала накачки (соответствует времени прихода моноимпульса в полномасштабных экспериментах). Погрешность определения K_0 составляла $\pm 5\%$ [2, 4]. Коэффициент усиления слабого сигнала вычислялся по формуле $g_0 = \frac{1}{L} \ln K_0$, относительная погрешность определения g_0 определялась как $\frac{\Delta g_0}{g_0} = \frac{\Delta K_0}{K_0 \ln K_0} \approx \pm 2,5\%$, $L = 43,2$ см – длина активной среды (9 слэбов под углом Брюстера).

5. Результаты измерения коэффициента усиления в зависимости от энергии накачки, сравнение с расчетными значениями

Результаты измерения коэффициента усиления в центральной точке в канале 1 усилителя У1 в зависимости от величины накачки представлены в табл. 2, где приведены зарядные напряжения на накопителе¹, электрическая энергия, введенная в лампу², измеренные значения коэффициентов усиления слабого сигнала K_0 и вычисленные по ним значения линейного коэффициента усиления g_0 .

Таблица 2

Результаты измерения коэффициента усиления в центральной точке канала 1 усилителя У1

$U_{\text{зар}}, \text{ кВ}$	18	20	22	24
$E_{\text{л}}, \text{ кДж}$	5,4	6,7	8,0	9,6
K_0	$4,90 \pm 0,25$	$6,18 \pm 0,31$	$7,33 \pm 0,37$	$8,59 \pm 0,43$
$g_0 \cdot 10^2, \text{ см}^{-1}$	$3,68 \pm 0,09$	$4,21 \pm 0,11$	$4,60 \pm 0,12$	$4,98 \pm 0,12$

Максимальное значение линейного коэффициента усиления слабого сигнала в центральной точке поперечного сечения в канале 1 усилителя У1 (при $U_{\text{зар}} = 24 \text{ кВ}$) $g_0 \approx 5 \cdot 10^{-2} \text{ см}^{-1}$; при штатном зарядном напряжении 22 кВ $g_0 \approx 4,6 \cdot 10^{-2} \text{ см}^{-1}$.

На рис. 13 представлены результаты измерения коэффициента усиления в центральной точке в канале 1 усилителя У1 в сравнении с результатами, полученными в 2009 г. и представленными в работе [4]. Значения коэффициентов усиления приведены в табл. 3. Результаты измерений из работы [4] представлены с учетом фактически набранного напряжения на конденсаторной батарее. Как видно из табл. 3, рост g_0 по сравнению с результатами испытаний, приведенными в [4], в результате проведенной модернизации усилителей составил $\approx 6-7 \%$ для всего диапазона используемых зарядных напряжений. Экспериментально полученное увеличение коэффициента усиления близко к ожидаемому расчетному значению ($\approx 9 \%$). Наблюдаемое рассогласование экспериментальных и расчетных данных может быть вызвано, главным образом, приближенностью и качественным характером предложенной модели угловой зависимости коэффициента отражения.

В результате достигнутого роста запасенной энергии в полномасштабных экспериментах на установке «Луч» удалось реализовать штатный уровень усиления излучения при сниженном факторе загрузки ламп накачки (см. рис. 13) – $f_x = 0,2$ (зарядное напряжение $U_{\text{зар}} = 20 \text{ кВ}$, $E_{\text{л}} \approx 6,7 \text{ кДж}$) вместо $f_x = 0,25$ ($U_{\text{зар}} = 22 \text{ кВ}$, $E_{\text{л}} \approx 8 \text{ кДж}$).

¹ Задаваемые напряжения на батарее.

² Энергия с учетом фактически набранного напряжения, рассчитанная как сумма энергий в каждой ламповой ветви усилителя с учетом коэффициента передачи и отнесенная к количеству ламп в усилителе.

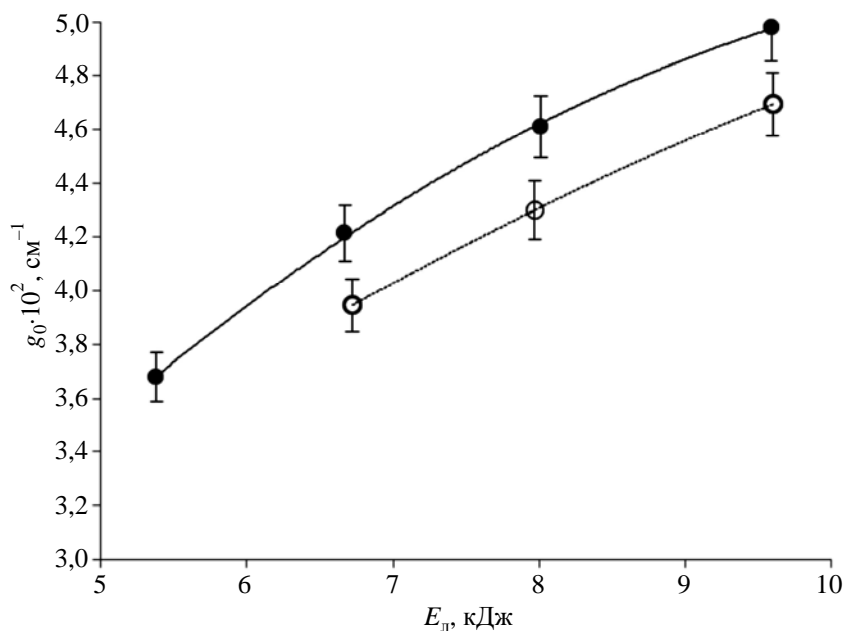


Рис. 13. Зависимость коэффициента усиления слабого сигнала от энергии, введенной в лампу накачки, в центральной точке канала 1 усилителя У1: ● – усилитель У1, защитное стекло К-8 с просветлением, ○ – усилитель У1, защитное стекло ФЛОАТ

Таблица 3

Сравнение g_0 , полученного в 2009 и 2013 гг. в центральной точке канала 1 усилителя У1

$U_{\text{зар}}, \text{кВ}$	20	22	24
$g_{01} \cdot 10^2, \text{см}^{-1}$ (2009 г.) [4]	$3,95 \pm 0,10$	$4,30 \pm 0,11$	$4,68 \pm 0,12$
$g_{02} \cdot 10^2, \text{см}^{-1}$ (2013 г.)	$4,21 \pm 0,11$	$4,60 \pm 0,12$	$4,98 \pm 0,12$
$\Delta g^*, \%$	+6,6 %	+7,0 %	+6,4 %

Примечание: * $\Delta g = \frac{g_{02} - g_{01}}{g_{01}}$.

6. Экспериментальные исследования коэффициента усиления

Сравнение коэффициента усиления слабого сигнала в каналах 1 и 2 усилителя У1, сравнение коэффициента усиления в усилителях У1 и У2

На рис. 14 показаны экспериментально полученные зависимости коэффициента усиления слабого сигнала от энергии, введенной в лампу накачки, для центральных точек каналов 1 и 2 усилителя У1; на рис. 15 – зависимости, полученные в центральных точках канала 1 усилителей У1 и У2.

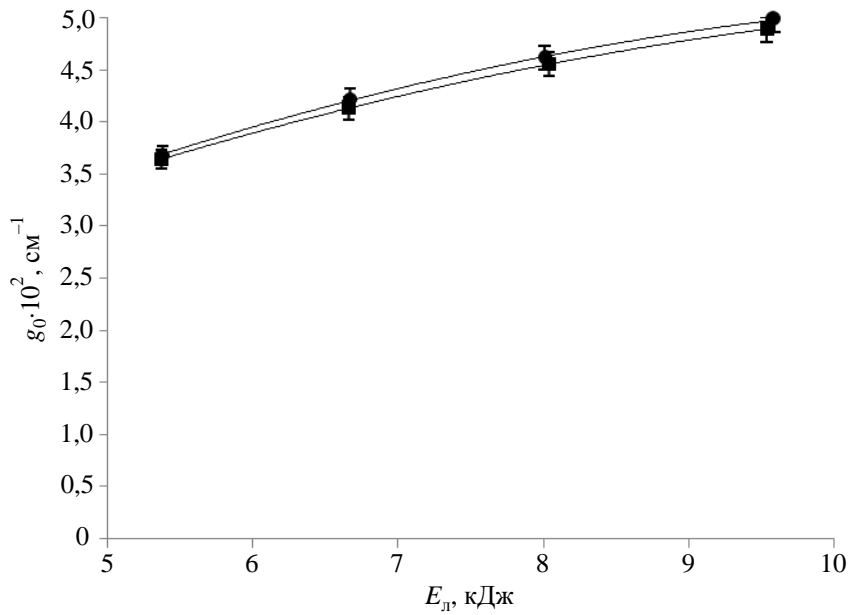


Рис. 14. Зависимость g_0 от энергии, введенной в лампу накачки, в центральной точке канала 1 (●) и канала 2 (■) усилителя У1

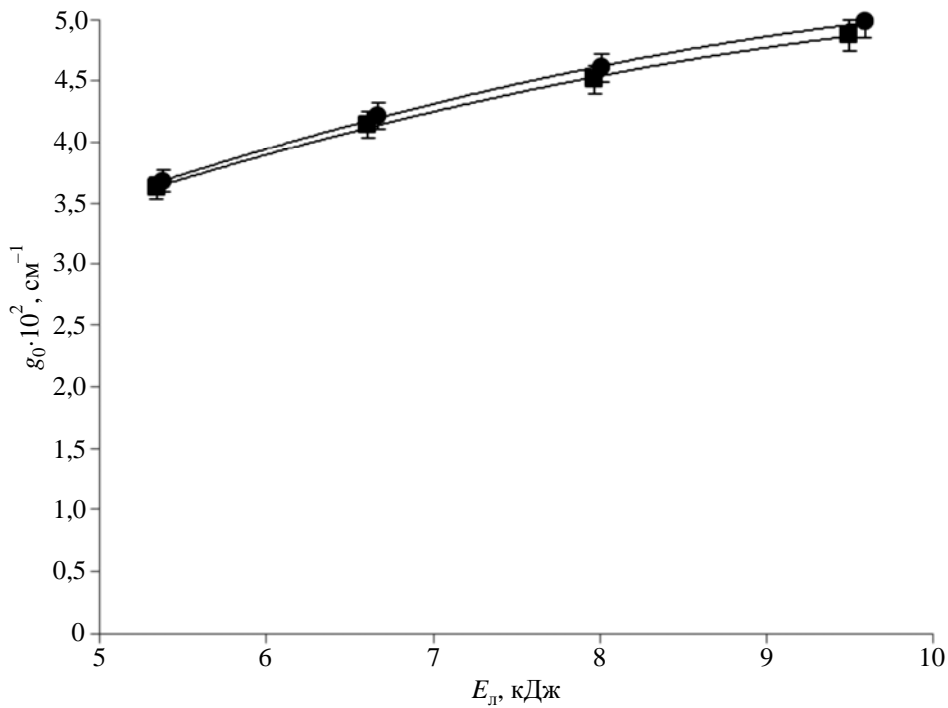


Рис. 15. Зависимость g_0 от энергии, введенной в лампу накачки, в центральной точке канала 1 усилителей У1 (●) и У2 (■)

Как видно из рис. 14 и 15, значения линейного коэффициента усиления слабого сигнала, полученные в каналах 1 и 2 усилителя У1, и полученные в центральных точках канала 1 усилителей У1 и У2, совпадают в пределах погрешности измерений.

Результаты измерения коэффициента усиления в зависимости от поперечной координаты

В работе [4] представлены результаты измерений коэффициента усиления по апертуре усилителя, проведенных в канале 1 с использованием усилителя У1. Отмечено, что горизонтальные распределения $g_0(x)$ имеют максимум в центре и спад на краях активного элемента, снижение g_0 от центра к краю слэба составляет 4,3–4,5 % и не зависит от величины накачки, что объясняется геометрией усилителя. Также в [4] показано, что по вертикали коэффициент усиления растет от нижнего к верхнему краю слэба. Максимум распределения $g_0(y)$ наблюдался в верхней точке сечения (напротив центральной части лампы накачки) и примерно на 3 % превышал значение g_0 в центре слэба. Это объясняется тем, что центральная часть лампы дает больший световой поток накачки, чем ее приэлектродные части.

Распределение коэффициента усиления в горизонтальном сечении. На рис. 16 показаны распределения g_0 в горизонтальном сечении $y = 0$, полученные при зарядном напряжении 22 кВ в канале 1 усилителя У1, и приведенные в работе [4] при том же зарядном напряжении. Как видно из рис. 16, характер полученного горизонтального распределения совпадает с результатами работы [4]. Максимум распределения g_0 достигается в центральной точке. Падение коэффициента усиления на краях апертуры усилителя от максимума составляет $\approx 4,3$ –4,5 %.

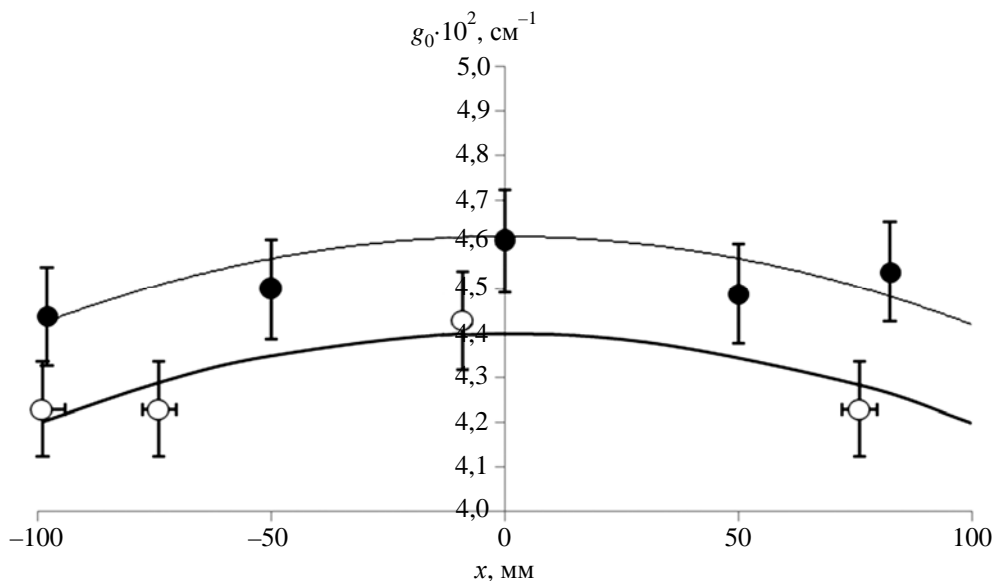


Рис. 16. Распределение g_0 в горизонтальном сечении $y = 0$ в канале 1 усилителя У1 (при зарядном напряжении 22 кВ): ● – результаты данной работы, ○ – результаты из [4], сплошные линии – аппроксимация полиномами второй степени

Распределение коэффициента усиления в вертикальном сечении. Распределение коэффициента усиления в вертикальном сечении усилителя, полученное в канале 1 усилителя У1 при зарядном напряжении на накопителе 22 кВ, представлено на рис. 17. Как видно из рисунка, результаты измерения распределения коэффициента усиления в вертикальном сечении (при $x = 0$), как и результаты из [4], показывают смещение максимума усиления ближе к верхней части канала 1, изменение значения g_0 по вертикали составляет $\approx 6\%$.

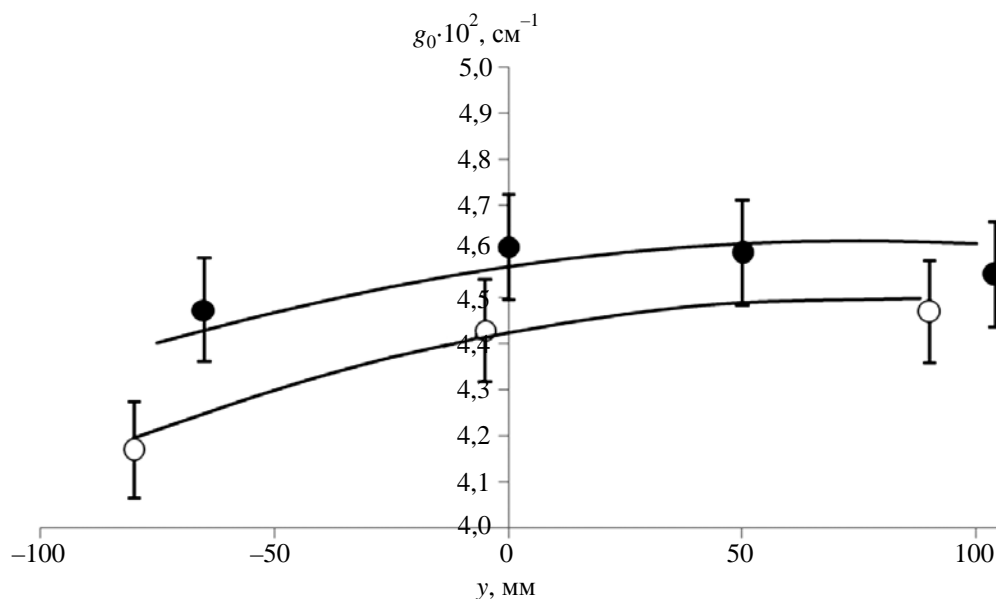


Рис. 17. Распределение g_0 в вертикальном сечении $x = 0$ в канале 1 усилителя У1 (при зарядном напряжении 22 кВ): ● – результаты данной работы, ○ – результаты из [4], сплошные линии – аппроксимация полиномами второй степени

Полученные распределения g_0 по апертуре канала 1 усилителя У1 и результаты из работы [4] при зарядном напряжении на накопителе 22 кВ представлены на рис. 18 (см. также цв. вкл.) в виде контурных поверхностей, аппроксимирующих полученные результаты. Шкала значений g_0 на приведенных изображениях проградуирована в относительных единицах. Как видно из рис. 18, распределения g_0 имеют схожую форму, максимум в обоих случаях смещен по вертикали к верхней части канала 1.

Измерен коэффициент усиления в канале 2 усилителя У1 по вертикальному сечению при $U_{\text{зар}} = 22$ кВ. Как и в канале 1, за центральную принята точка, соответствующая центру 5-го слэба. Полученные значения g_0 приведены на рис. 19 для обоих каналов с привязкой к единой системе координат. На рис. 19 также показано расположение активной части дисковых элементов в модуле, по оси абсцисс отложена вертикальная координата (точка 0 соответствует границе нижнего кладинга и активного элемента канала 1), по оси ординат – значения коэффициента усиления слабого сигнала. Как видно, максимум коэффициента усиления по вертикали наблюдается вблизи центра модуля, т. е. напротив центральной части ламповой кассеты. Вертикальное распределение g_0 примерно симметрично относительно центра модуля.

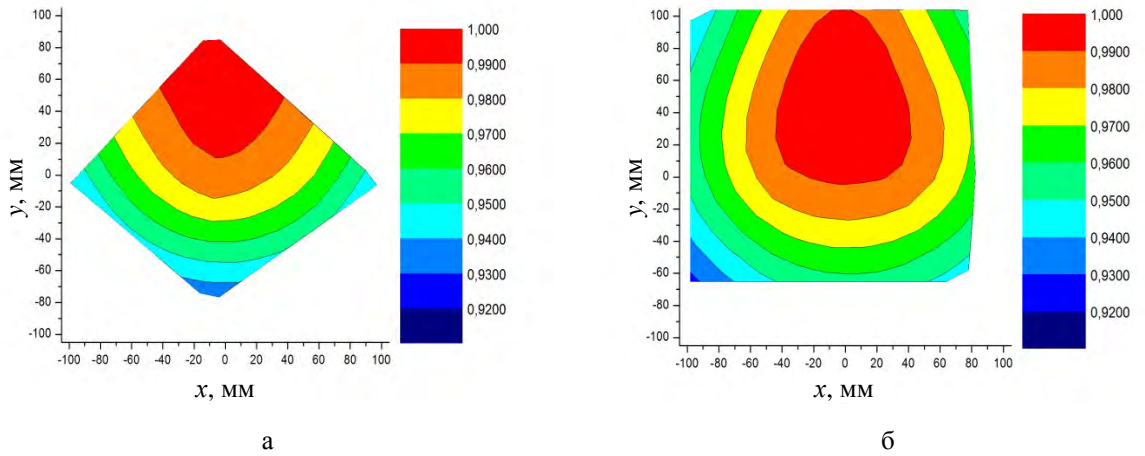


Рис. 18. Нормированное распределение g_0 по апертуре канала 1 усилителя У1 из [4] (а) и вновь полученное (б)

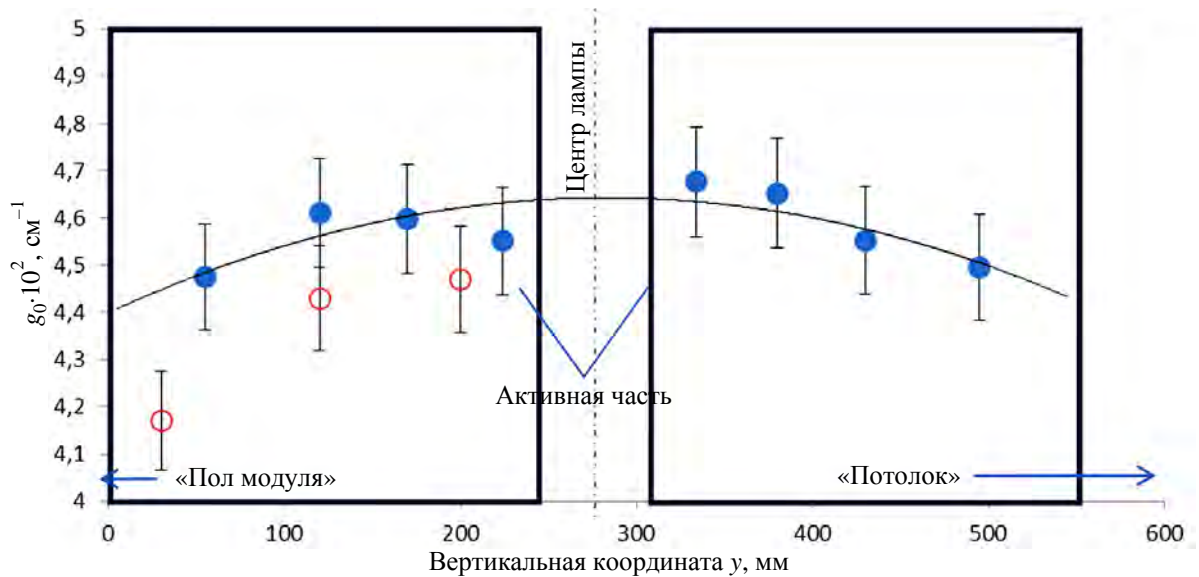


Рис. 19. Вертикальное распределение коэффициента усиления в модуле усилителя У1 относительно расположения активных элементов при $U_{\text{зар}} = 22 \text{ кВ}$: \circ – результаты из [4], \bullet – результаты данной работы, сплошная линия – аппроксимация данных полиномом 2-й степени

Заключение

С целью повышения коэффициента усиления активной среды (запасенной энергии) и КПД установки «Луч» проведены работы по модернизации усилителей установки, а именно: замена защитных стекол усилителей из материала ФЛОАТ на стекла марки К-8 с просветляющим покрытием, замена плоских отражателей из фольги MIRO на отражатели, выполненные из фольги MIRO Silver.

Проведены численные исследования влияния модернизации элементов усилительных блоков установки «Луч», а именно замены защитных стекол марки ФЛОАТ на стекла К-8 с просветлением, на повышение эффективности. Расчеты по программе МКР4 в конфигурации установки «Луч» показали, что исходя из имеющихся данных о спектральной зависимости коэффициента отражения просветляющего покрытия для нормального падения излучения максимальное увеличение потока накачки в результате замены защитных стекол составляет 13,2 %, что согласуется с оценкой 14,1 %.

Предложена модельная угловая зависимость спектрального коэффициента отражения просветляющего покрытия от угла падения излучения накачки, в которой учтен рост френелевского отражения при увеличении угла падения от нормали. После внедрения предложенной модели в программу МКР4 в расчете получено увеличение эффективности накачки 9 %.

Расчеты по программе МКР4 показали, что увеличение световой эффективности осветителей при переходе от стекла марки ФЛОАТ к К-8 с просветляющим покрытием связано в основном (на 75 %) не с просветлением К-8, а с его более эффективным пропусканием.

Экспериментальные исследования коэффициента усиления на установке «Луч» показали, что приращение линейного коэффициента усиления g_0 в результате модернизации усилительных модулей составило примерно 6–7 % для всех зарядных напряжений. Продемонстрировано хорошее согласие расчетных и экспериментальных данных: остающееся рассогласование может быть вызвано, главным образом, приближенностью и качественным характером предложенной расчетной модели угловой зависимости коэффициента отражения. В результате достигнутого роста запасенной энергии в полномасштабных экспериментах на установке «Луч» удалось реализовать получение штатного уровня выходной энергии излучения при сниженном факторе загрузки ламп накачки (0,2 вместо 0,25).

Экспериментально показано, что значения g_0 в усилителях У1 и У2 в канале 1 и канале 2 совпадают с точностью до погрешности измерения.

Получена двумерная зависимость распределения коэффициента усиления слабого сигнала для усилителя У1. Относительное уменьшение коэффициента усиления слабого сигнала на краях световой апертуры канала составляет 4,5 %. При этом в горизонтальном направлении наблюдается симметрия распределения g_0 , а в вертикальном – смещение максимума распределения в сторону центра усилительного модуля (центра ламповой кассеты).

Список литературы

1. Гаранин С. Г., Зарецкий А. И., Илькаев Р. И. и др. Канал мощной установки «Луч» для ЛТС с энергией импульса 3,3 кДж и длительностью 4 нс // Квантовая электроника. 2005. Т. 35. С. 299–301.
2. Воронич И. Н., Гаранин С. Г., Зарецкий А. И. и др. Получение высокого коэффициента усиления в дисковом усилительном каскаде с элементами из неодимового фосфатного стекла // Квантовая электроника. 2004. Т. 34, № 6. С. 509–510.
3. Official website of ALANOD Company [Electronical resource]. – <http://www.alanod.com>.
4. Белов И. А., Воронич И. Н., Гаранин С. Г. и др. Исследование коэффициента усиления активной среды усилителя установки «Луч» на неодимовом фосфатном стекле // Сб. докл. 21-й Международ. конф. «Лазеры. Измерения. Информация-2011». – С.-Пб.: Изд-во Политехнического университета, 2011. Т. 2. С. 203–213.
5. Мак А. А., Сомс Л. Н., Фромзель В. А., Яшин В. Е. Лазеры на неодимовом стекле. – М.: Наука, 1990.
6. Ахманов С. А., Никитин С. Ю. Физическая оптика. – М.: Наука, 2004.

Numerical and Experimental Research of the Power Amplifier Gain Factor Increase on the «Luch» Laser Facility

I. A. Belov, S. A. Bel'kov, I. N. Voronich, S. G. Garanin, S. V. Koshechkin,
S. S. Markov, A. M. Radaykin, D. V. Sizmin, L. V. Solnyshkova, F. A. Starikov

To increase the gain factor of the «Luch» laser facility power amplifier we modernized the amplifier module: the FLOAT shielding glass was replaced with a K-8 glass with an antireflection coating. A model dependence of coating reflection coefficient on the incidence angle of wide-spectrum lamp radiation was proposed. The calculated increase in pump efficiency reached 9%. Measured in experiments, amplifying medium gain factor growth amounted to 6–7%. Stored energy increase allowed us to achieve the regular level of output radiation energy in full-scale experiments with the reduced (0.2 instead of 0.25) lamp load factor.

Лазеры с ядерной накачкой – устройства с прямым преобразованием ядерной энергии в лазерное излучение

Рассматриваются основные этапы и результаты работ, направленных на исследование лазеров с ядерной накачкой, а также на разработку и создание на их основе ядерно-лазерных устройств с прямым преобразованием ядерной энергии в лазерное излучение. Основное внимание уделяется исследованиям, выполненным во ВНИИЭФ при использовании импульсных реакторов.

**А. М. Воинов, В. Н. Кривоносов,
С. П. Мельников, А. А. Пикулев,
А. Н. Сизов, А. А. Синянский**

Введение

Обсуждение проблемы прямого преобразования ядерной энергии в лазерное излучение началось сразу после создания первых лазеров. С начала 1960-х гг. до настоящего времени развитие работ в этом направлении прошло несколько стадий, от первых предложений по использованию источников ядерной энергии для накачки лазеров до создания разнообразных лазеров с ядерной накачкой (ЛЯН). К ЛЯН относятся лазеры оптического диапазона спектра, которые возбуждаются непосредственно ядерными излучениями или с помощью промежуточных устройств, например ядерно-оптических преобразователей (ядерно-возбуждаемая плазма, сцинтилляторы). Наиболее подробно различные проблемы ЛЯН рассмотрены в монографии [1].

Интерес к проблеме прямого преобразования ядерной энергии в лазерное излучение объясняется возможностью создания мощных непрерывных ядерно-лазерных установок, которые получили название реакторов-лазеров (РЛ). В активной зоне РЛ, состоящей из делящегося вещества и лазерной среды, происходит прямое преобразование выделившейся ядерной энергии в лазерное излучение, минуя промежуточную стадию тепловой энергии.

Наибольшие успехи достигнуты для газовых ЛЯН, хотя во ВНИИЭФ и других лабораториях проводились также исследования возможности создания ЛЯН на конденсированных средах. Серьезным препятствием на пути создания ЛЯН на конденсированных средах являются их радиационные повреждения: образование смещенных атомов и центров окраски в твердотельных лазерах, радиолиз и образование парогазовых пузырьков на треках ядерных частиц в жидкостных лазерах.

Экспериментальные исследования газовых ЛЯН проводились при использовании двух источников ядерных излучений – ядерных реакторов и ядерных взрывных устройств. Сотрудники ВНИИЭФ внесли существенный вклад в развитие работ по обоим направлениям. В первом случае лазеры работали в квазинепрерывном или непрерывном режимах (длительности импульсов накачки и лазерной генерации составляли $\geq 0,1$ мс), во втором случае – в импульсном режиме при длительностях импульсов ~ 10 нс.

Характеристики импульсных ЛЯН, возбуждаемых γ -излучением ядерного взрыва, здесь не обсуждаются. Информация об этих исследованиях содержится в работах [1–5]. В данной обзорной статье кратко рассмотрены вопросы, связанные с поиском активных сред и исследованиями газовых ЛЯН, работающих в квазинепрерывном или непрерывном режимах. Более подробно результаты исследований по различным проблемам импульсных и непрерывных ЛЯН, выполненных в России и за рубежом, представлены в монографии [1].

1. Краткая историческая справка

Экспериментальные и теоретические исследования ЛЯН проводились в основном в России и США. В табл. 1 представлены участники работ и хронология относящихся к ЛЯН основных событий, причем в некоторых случаях приводятся даты этих событий (если они достоверно известны авторам), а не даты их публикаций. Публикации иногда появлялись значительно позже, так как примерно до конца 1980-х гг. исследования ЛЯН в некоторых лабораториях проводились по закрытым программам.

Таблица 1

Основные этапы развития ЛЯН

Год	Событие	Научная организация (авторы)
1964	Расчетные оценки ядерно-лазерного устройства на смеси He-Ne ($\lambda = 633$ нм)	УАС (Herwig L. O.)
1965–1972	Эксперименты в СССР и США по поиску активных сред ЛЯН (твердотельные и жидкостные среды; газовые смеси He-Ne, CO ₂ -N ₂ -He, Ne-O ₂ , ³ He-Hg, Ar, Ne, Xe, Kr и др.), которые не дали положительного результата	ANL, NL, UI, UF, NASA, GA et al. (Eerkins J. W., Miley G. H., Guyot J. C., Schneider R. T., Matovich E., Derr V. E. et al.); ВНИИЭФ (Воинов А. М., Казакевич А. Т., Кривоносов В. Н., Костенко М. Ф., Карюк В. М., Сизов А. Н., Синянский А. А. и др.); МГУ, ИАЭ (Андрияхин В. М., Письменный В. Д., Хвостонов В. Е. и др.)
1972	Первые успешные эксперименты по созданию ЛЯН (смесь He-Xe, $\lambda \approx 3$ мкм)	ВНИИЭФ (Синянский А. А., Воинов А. М., Казакевич А. Т., Мельников С. П., Довбыш Л. Е.); ГОИ (Подмошенский И. В.)
1973	Эксперименты по накачке смеси SF ₆ -C ₂ H ₆ (LANL) и газообразного ксенона (LLNL) γ -излучением ядерного взрыва	LANL (Lyons P. B., Clarke J. S., Metzger D. S.); LLNL (Ebert P. J., Ferderber J. L. et al.)
1974	Предложение о возможности создании реактора-лазера	ФИАН (Гудзенко Л. И., Яковленко С. И.)
1974–1976	Цикл экспериментальных исследований семейства ЛЯН на ИК-переходах атомов Xe, Kr и Ar (получение КПД до 2 %)	ВНИИЭФ (Воинов А. М., Кривоносов В. Н., Мельников С. П., Синянский А. А. и др.); ГОИ (Подмошенский И. В.)

Год	Событие	Научная организация (авторы)
1975	Первые успешные эксперименты в США по созданию ЛЯН: СО-лазер (5,1–5,6 мкм) и лазер на смеси He-Xe (3,51 мкм)	Sandia (McArthur D. A., Tollefsrud P. B.); LANL, UF (Helmick H. H., Fuller J. L., Schneider R. T.)
1977–1984	Разработка и создание мощных HF- и XeF-лазеров, возбуждаемых γ -излучением ядерного взрыва	ВНИИЭФ (Боношкин Е. К., Вараксин В. В., Лажинцев Б. В., Моротов А. П., Лахтиков А. Е., Павловский А. И. и др.)
1979–1982	Изучение генерации в ЛЯН на парах Cd (442, 534 и 538 нм) при накачке продуктами реакции $^3\text{He}(n, p)^3\text{H}$ и осколками деления урана	МИФИ (Миськевич А. И., Ильяшенко В. С., Саламаха Б. С., Степанов В. А. и др.); ВНИИТФ (Магда Э. П., Крыжановский В. А., Семков Л. В. и др.); ВНИИЭФ (Мельников С. П., Синянский А. А.)
1979–2013	Теоретические и экспериментальные исследования газодинамических процессов в ЛЯН	ВНИИЭФ (Сизов А. Н., Боровков В. В., Лажинцев Б. В., Пикулев А. А., Синянский А. А. и др.);
1988–1993		Sandia (Torczynski J. R., Neal D. R. et al.)
1994	Получение непрерывной генерации в режиме прокачки газа при накачке Хе-лазера осколками деления урана	ВНИИЭФ (Воинов А. М., Лажинцев Б. В., Покало А. Н., Порхаев В. В., Сизов А. Н., Синянский А. А., Турутин С. Л. и др.)
1996	Первый ЛЯН ультрафиолетового диапазона спектра (смесь He-N ₂ -H ₂ , $\lambda = 391$ нм)	ВНИИТФ (Барышева Н. М., Бочков А. В., Магда Э. П., Крыжановский В. А. и др.)
1999	Запуск демонстрационного образца импульсной реакторно-лазерной установки	ФЭИ (Гулевич А. В., Дьяченко П. П., Зродников А. В. и др.)
1986–2014	Разработка установки ИКАР – модели непрерывного реактора-лазера	ВНИИЭФ (Воинов А. М., Влох Г. В., Кривоносов В. Н., Лимарь Ю. М., Никитин И. А., Сизов А. Н., Синянский А. А., Турутов В. И. и др.)
2002–2014	Расчетные и экспериментальные исследования по сложению излучения лазерных каналов в многоканальных ЛЯН	ВНИИЭФ (Пикулев А. А., Синянский А. А., Соснин П. В., Цветков В. М.)
2011	Получение высоких энергетических параметров для ЛЯН на переходе атома Хе с $\lambda = 2,03$ мкм в импульсном режиме: энергия (мощность) – 520 Дж (1,3 МВт), КПД 3 %.	ВНИИТФ (Загидулин А. В., Бочков А. В., МIRONENKO В. В., Софиенко Г. С.)

Примечание: UAC – United Aircraft Corporation (США); ANL – Argonne National Laboratory (США); NL – Northrop Laboratories (США); UI – University of Illinois (США); UF – University of Florida (США); NASA – NASA Langley Research Center (США); GA – General Atomic (США); ВНИИЭФ – Всероссийский научно-исследовательский институт экспериментальной физики (Саров); МГУ – Московский государственный университет (Москва); ИАЭ – Институт атомной энергии им. И. В. Курчатова (Москва); ГОИ – Государственный оптический институт им. С. И. Вавилова (Санкт-Петербург); LANL – Los Alamos National Laboratory (США); LLNL – Lawrence Livermore National Laboratory (США); ФИАН – Физический институт им. П. Н. Лебедева АН СССР (Москва); Sandia – Sandia National Laboratories (США); МИФИ – Московский инженерно-физический институт (Москва); ВНИИТФ – Всероссийский научно-исследовательский институт технической физики (Снежинск); ИОФАН – Институт общей физики АН СССР (Москва); ФЭИ – Физико-энергетический институт им. А. И. Лейпунского (Обнинск).

В России работы по проблемам ЛЯН начались в конце 1960-х гг. практически одновременно в трех институтах – ВНИИЭФ (Саров), ИАЭ им. И. В. Курчатова (Москва) и Институте ядерной физики МГУ (Москва). В качестве нейтронных источников использовались импульсные ре-

акторы ВНИИЭФ и ИАЭ. Примерно с середины 1970-х гг. исследования по проблемам ЛЯН стали проводить в МИФИ (Москва), с конца 1970-х гг. – во ВНИИТФ (Снежинск), а с начала 1980-х гг. – в ФЭИ (Обнинск). В теоретических исследованиях ЛЯН участвовали сотрудники ФИАН (Москва) и ИОФАН (Москва).

Во ВНИИЭФ в конце 1960-х гг. для поиска активных сред ЛЯН и изучения их характеристик была создана группа, состоявшая в основном из выпускников Московского инженерно-физического института: Л. Е. Довбыш, В. М. Карюк, М. Ф. Костенко, В. Н. Кривоносов, С. П. Мельников, А. Н. Сизов, А. А. Синянский. Руководство этими работами на различных этапах исследований осуществляли А. М. Воинов, А. Т. Казакевич, А. А. Синянский. Большое внимание развитию работ по проблемам ЛЯН уделяли академики Ю. Б. Харитон и А. И. Павловский. Существенную помощь на первом этапе поисковых исследований оказывал И. В. Подмошенский (ГОИ им. С. И. Вавилова) – фактически научный консультант группы молодых исследователей. Решение об организации работ по изучению проблем ЛЯН именно во ВНИИЭФ было закономерным, так как в тот период ВНИИЭФ являлся одной из немногих организаций, обладающих разнообразными импульсными ядерными реакторами [6].

За рубежом экспериментальные и теоретические исследования ЛЯН проводились в основном в США (см. табл. 1), причем первые предложения по ЛЯН и первые экспериментальные исследования начались несколько раньше, чем в России. Наиболее существенный вклад в разработку и изучение характеристик ЛЯН за рубежом внесли Sandia National Laboratories, University of Illinois, NASA Langley Research Center, University of Florida. Отдельные исследования в области ЛЯН были проведены во Франции (Laboratoire de Physique des Gaz et des Plasmas), Китае (Institute of Nuclear Physics and Chemistry of CAEP) и Японии (University of Tokyo, Tokyo Institute of Technology).

Первые успешные эксперименты по накачке лазеров ядерными излучениями были выполнены в 1972 г. во ВНИИЭФ на импульсном реакторе ВИР-2 при возбуждении смеси Не-Хе осколками деления урана. Авторами научного отчета, в котором сообщалось о создании первого ЛЯН, являлись А. М. Воинов, Л. Е. Довбыш, А. Т. Казакевич, С. П. Мельников, А. А. Синянский (ВНИИЭФ) и И. В. Подмошенский (ГОИ им. С. И. Вавилова). Информация об этих экспериментах появилась в обзорном докладе [7] на Международной конференции ЛЯН-94, а первая статья в открытой печати с более поздними результатами выполненных во ВНИИЭФ исследований по ЛЯН была опубликована в 1979 г. [8]. В связи с этими обстоятельствами патент за первый в мире лазер с ядерной накачкой был выдан авторам опубликованной в 1975 г. работы [9], в которой сообщалось о получении генерации при накачке молекулярного СО-лазера осколками деления урана в экспериментах на импульсном реакторе SPR-II (США).

Большинство исследований относится к поиску ЛЯН и изучению характеристик их активных сред. Основные усилия были направлены на получение максимальной эффективности преобразования поглощенной ядерной энергии в лазерное излучение (η_l) и низких порогов генерации (q_{th}). Максимальные значения η_l и наиболее низкие пороги генерации были зарегистрированы для лазера на ИК-переходах атома Хе: $\eta_l = 2-3\%$ (ВНИИЭФ, 1976 г.; Sandia, 1989 г.; ВНИИТФ, 1990 г.), $q_{th} \sim 0,02 \text{ Вт/см}^3$ (ВНИИЭФ, 1985 г.).

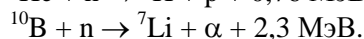
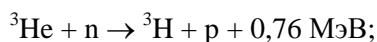
Важное место в проблеме ЛЯН занимают вопросы, связанные с особенностями накачки газовых сред тяжелыми заряженными частицами и развитием оптических неоднородностей. Расчетно-теоретические, а затем и экспериментальные исследования такого рода были начаты во ВНИИЭФ в 1979 г. Аналогичные исследования в США начались несколько позже.

Кроме работ, связанных с поиском ЛЯН и изучением их характеристик, следует отметить другие направления, относящиеся к разработке мощных ЛЯН и установок типа РЛ:

- исследование свойств ядерно-возбуждаемой плазмы (трековая структура плазмы, кинетика плазменных процессов, люминесцентные характеристики);
- выбор радиационно стойких оптических и конструкционных материалов для ЛЯН;
- разработка и создание различных ядерно-лазерных устройств;
- разработка технологии изготовления тонкопленочного уранового топлива (радиатор осколков деления и топливо для РЛ);
- выбор оптимального варианта конструкции РЛ и создание его экспериментального образца;
- оценка возможных применений РЛ.

2. Способы и источники накачки

В экспериментах по поиску активных сред и изучению характеристик квазинепрерывных и непрерывных ЛЯН в качестве нейтронных источников использовались ядерные реакторы. Непосредственное возбуждение лазерных сред в этом случае осуществлялось продуктами экзотермических ядерных реакций, протекающих при взаимодействии нейтронов с ядрами ^{235}U , ^3He и ^{10}B :



Газообразный изотоп ^3He входит в состав активной лазерной среды, а ^{235}U и ^{10}B наносятся в виде тонких слоев на внутреннюю поверхность лазерной кюветы (рис. 1). Чаще всего использовались урановые слои, оптимальная толщина которых $\sim 0,5R_f$, где $R_f = 5-10$ мкм – пробег осколка деления в материале слоя (U , UO_2 , U_3O_8). В случае объемного источника накачки неоднородность распределения энерговклада по объему лазерной кюветы вызвана поглощением тепловых нейтронов в ^3He и снижением энерговклада в пристеночной области из-за ухода продуктов реакции (^1H , ^3H) на стенки кюветы. При использовании слоев ^{235}U и ^{10}B оптимальные условия возбуждения определяются соотношением поперечного размера лазерной кюветы и длины пробега осколков деления или α -частиц в газовой среде, которая составляет для различных газов при атмосферном давлении 1–10 см.

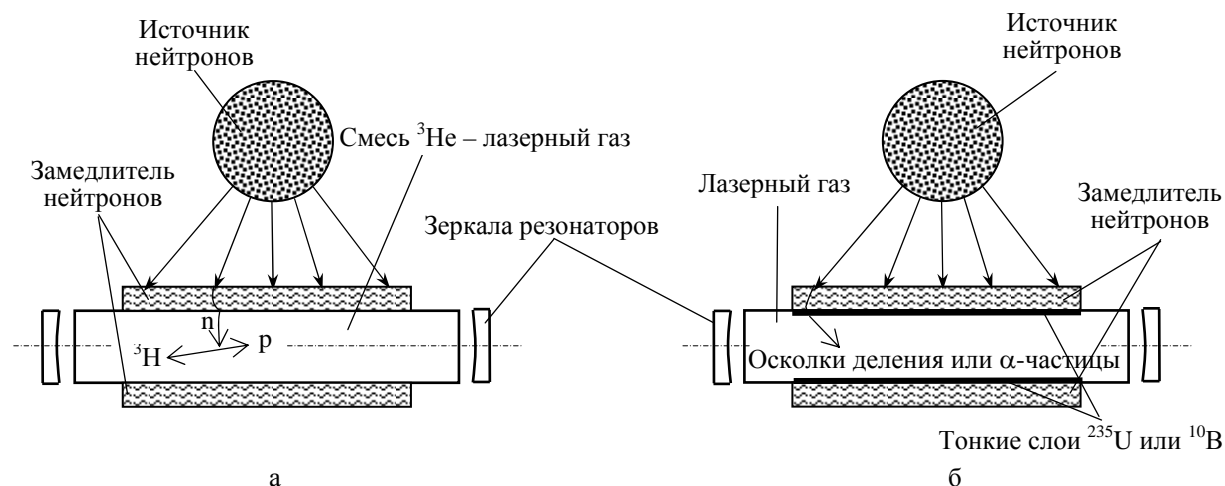


Рис. 1. Способы возбуждения газовых сред ЛЯН: а – объемный источник накачки; б – поверхностный источник накачки

Практически все экспериментальные исследования ЛЯН были выполнены при использовании аperiodических импульсных реакторов [6], которые отличаются составом и конструкцией активных зон, длительностью и флюенсом нейтронного импульса, объемом и конфигурацией пространства для облучения, частотой повторения импульсов. Длительности нейтронных импульсов варьируются от 30 мкс до ~0,1 с при плотности потока нейтронов в экспериментальных каналах $10^{17} - 10^{19} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ и нейтронных флюенсах $10^{13} - 10^{17} \text{ см}^{-2}$.

В разное время для исследований ЛЯН в России использовались импульсные реакторы ВИР-1, ВИР-2, ТИБР, БР-1, БИГР (ВНИИЭФ), ИИН-3 (ИАЭ), ЭБР-Л (ВНИИТФ), БАРС-6 (ФЭИ), а за рубежом – близкие по характеристикам импульсные реакторы типа Godiva, SPR, TRIGA, ACRR, APRF и др. В табл. 2 приведены характеристики некоторых из этих реакторов, а также указаны эксперименты с ЛЯН, которые на них проводились.

Таблица 2

Импульсные реакторы, использовавшиеся для исследований ЛЯН

Тип реактора	Реактор (лаборатория)	$\tau_{1/2}$, мс	Q , МДж	Φ_{max} , 10^{14} см^{-2}	Применение
Реакторы на быстрых нейтронах	ТИБР (ВНИИЭФ)	0,5	8	10	ЛЯН на переходах атомов Ar, Kr, Xe
	БР-1 (ВНИИЭФ)	0,05–0,08	12	10	Газовые ЛЯН с накачкой быстрыми нейтронами
	БАРС-1 (МИФИ)	0,05	2	5	ЛЯН на переходах иона Cd^+
	ЭБР-Л (ВНИИТФ)	0,2	4	3,5	ЛЯН на переходах атомов Ne, Ar, Xe, Cd, Hg, ионов Cd^+ , Zn^+ и молекулярного иона N_2^+
	БАРС-5 (ВНИИТФ) (две активные зоны)	0,04	7(×2)	10	ЛЯН на переходах атома Xe и Ar
	БАРС-6 (ФЭИ) (две активные зоны)	~0,2	3(×2)	~3	ЛЯН на переходах атома Xe
	БИГР (ВНИИЭФ)	$2,5 - 10^5$	300	120	Непрерывный ЛЯН на переходах атома Xe
	Godiva-IV (LANL)	0,03	2	3	ЛЯН на переходах атомов Xe
	SPR-II (Sandia) SPR-III (Sandia)	0,04 0,08	4 10	8 6	ЛЯН на переходах атомов Ne, Ar, Xe, иона Hg^+ и молекулы CO; измерение усиления на УФ переходе молекулы XeF
	APRFR (NASA)	0,07	5	5	ЛЯН на переходах атомов Ar, Kr, Xe, Cl и молекулы CO
	CALIBAN (Франция)	0,06	1,8	3,4	ЛЯН на переходах атома C
	CFBR-II (Китай)	0,19	0,4	0,9	ЛЯН на переходах атома Xe
Реакторы на тепловых и промежуточных нейтронах	ИИН-3 (ИАЭ)	~1	~10	5	Поиск генерации на переходах иона Hg^+
	ВИР-2 и ВИР-2М (ВНИИЭФ)	3–30	60	7	ЛЯН на переходах атомов Ne, Ar, Kr, Xe, C, N, O, Cl, ионов Cd^+ и Zn^+
	ИГРИК (ВНИИТФ)	2,5	60	15	ЛЯН на переходах атома Xe
	TRIGA (UI)	~10	~30	5–10	ЛЯН на переходах атомов Ne, Xe, N, C; измерение усиления на УФ переходе молекулы XeF и др.
	ACRR (Sandia)	7,0	300	60	ЛЯН на переходах атома Xe

Примечание: $\tau_{1/2}$ – длительность импульса на половине высоты; Q – максимальное энерговыделение в активной зоне реактора; Φ_{max} – максимальный флюенс нейтронов внутри активной зоны.

Первоначально импульсные реакторы разрабатывались для испытаний различных материалов и электронных устройств внутри или вблизи активных зон, поэтому большинство из них не приспособлены для проведения сложных лазерных экспериментов. Исключение составляют, пожалуй, специально разработанные для исследований ЛЯН реактор ЭБР-Л, двухзонный реактор БАРС-6, а также удачно сконструированный и позднее приспособленный для экспериментов с ЛЯН водный реактор ВИР-2М.

В экспериментах по поиску лазерных сред для ЛЯН использовались, как правило, импульсные реакторы на быстрых нейтронах типа БИР, БР-1, ЭБР, Godiva, SPR с небольшой по размеру (~30 см) активной зоной, изготовленной из металлического ^{235}U или его сплавов, и длительностью реакторного импульса 50–100 мкс. Это объясняется тем, что такие реакторы обеспечивают максимальные плотности потоков нейтронов и, соответственно, максимальные удельные мощности накачки, тем самым облегчая достижение порога генерации в ЛЯН. К недостаткам при использовании импульсных реакторов с металлическими АЗ следует отнести большую пространственную неоднородность нейтронного потока, что ограничивает длину лазерных кювет до ~50 см. Исключением являются двухзонные реакторы БАРС-5 и БАРС-6, при использовании которых можно достаточно равномерно облучать лазерные кюветы длиной до 150 см.

Лазерные кюветы размещались вблизи поверхностей активных зон импульсных реакторов или внутри этих зон. Различные варианты размещения ЛЯН в экспериментах с использованием импульсных реакторов на быстрых нейтронах показаны на рис. 2. Максимальные удельные мощности накачки газовых сред $\sim 5 \cdot 10^3 \text{ Вт/см}^3$ достигаются при размещении лазерных кювет внутри активных зон (рис. 2, б, г). Отметим, что в экспериментах на стационарных ядерных реакторах удельная мощность накачки газовых сред не превышает 1 Вт/см^3 , что существенно ограничивает возможности поиска лазерных сред для ЛЯН.

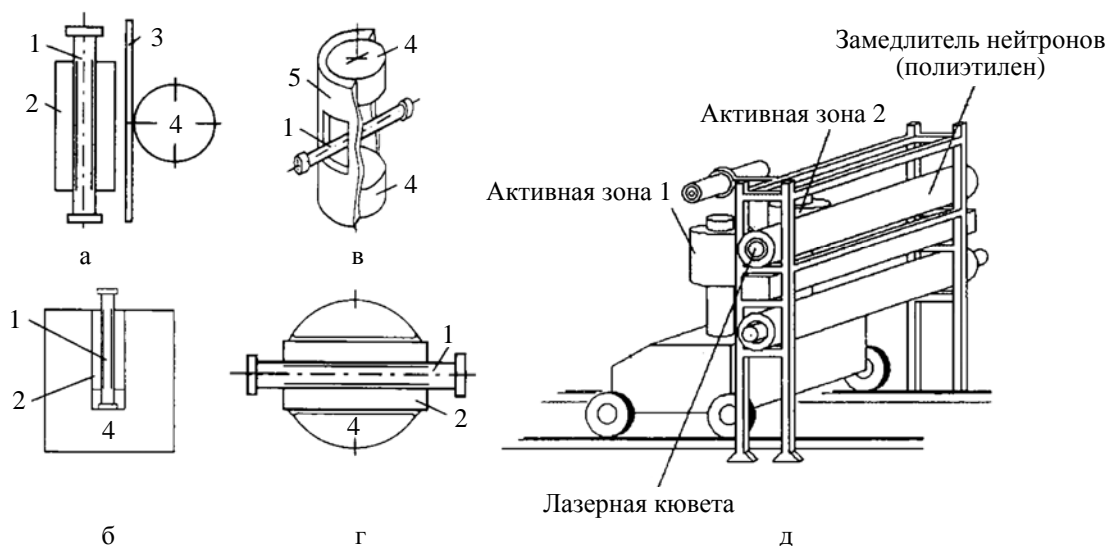


Рис. 2. Варианты размещения лазерных устройств в экспериментах на быстрых импульсных реакторах (1 – ЛЯН; 2 – замедлитель нейтронов; 3 – кадмиевый экран; 4 – активная зона реактора; 5 – отражатель нейтронов): а – размещение ЛЯН рядом с активной зоной реактора (реакторы ТИБР, Godiva-IV, SPR-II, III, APRF); б – ЛЯН с замедлителем внутри активной зоны (реактор SPR-II, эксперименты по измерению усиления на УФ-переходах молекулы XeF); в – размещение ЛЯН без замедлителя внутри активной зоны в экспериментах по накачке ЛЯН быстрыми нейтронами (реактор БР-1); г – специализированная установка ЭБР-Л; д – специализированная установка на основе двухзонного реактора БАРС-6

Оптимизацию конструкции ЛЯН (состав и параметры лазерной среды, устройство резонатора, способы отвода избыточного тепла) с целью выбора наиболее оптимального варианта ячейки ядерно-лазерной установки непрерывного или квазинепрерывного действия удобнее проводить с использованием импульсных ядерных реакторов на тепловых или промежуточных нейтронах, в состав активной зоны которых введен замедлитель: реактор ВИР-2М с активной зоной из раствора солей ^{235}U в воде; бассейновый реактор TRIGA и его модификация ACRR, твэлы которых изготовлены из сплава уран – цирконий – водород. Для этих реакторов характерна большая длительность нейтронного импульса (1–50 мс) при максимальном флюенсе нейтронов $\sim 5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$, а также возможность проводить лазерные эксперименты с кюветами длиной до 200 см.

Кроме достаточно простых конструкций ЛЯН (см. рис. 1), предназначенных для поиска активных сред ЛЯН и изучения их характеристик, существуют и более сложные ядерно-лазерные устройства. Они представляют собой, как правило, элементы конструкции многоканальных РЛ и предназначены для изучения особенностей их работы. Для изучения многоканальных ЛЯН во ВНИИЭФ был создан экспериментальный комплекс ЛМ-4/БИГР и ведутся работы по созданию ядерно-лазерной установки на основе реактора ИКАР-500, представляющей собой макет РЛ [1, 10]. Во ВНИИТФ и ФЭИ разрабатываются многоканальные установки ЛИРА [1, 11] и «Стенд Б» [1, 12]. Из опубликованных зарубежных работ можно отметить выполненные в лабораториях Sandia эксперименты на реакторе ACRR с использованием крупногабаритного лазерного модуля ALEC (Advanced Laser Excitation Cavity) [1, 13].

3. Кинетика плазменных процессов и механизмы генерации ЛЯН

Образование инверсной населенности уровней в активных средах ЛЯН происходит в результате плазмохимических реакций в низкотемпературной плазме высокого давления, образованной ионизирующими излучениями. Иногда такую плазму называют ядерно-возбуждаемой плазмой.

Плазма, образующаяся при торможении в газе атмосферного давления высокоэнергетичных заряженных частиц, является термодинамически неравновесной. Плазму такого типа, где концентрация электронов существенно превышает равновесное значение, называют переохлажденной или рекомбинационной. В ядерно-возбуждаемой плазме (в отличие от газоразрядной плазмы с ионизационным типом неравновесности) большинство электронов имеют энергии, близкие к тепловой, и ключевую роль в кинетике заряженных частиц играют рекомбинационные процессы.

Как показывают многочисленные исследования, отличия в энергетических спектрах электронов, а также ценах образования электронов, ионов, возбужденных атомов при воздействии на газовую среду различных видов ионизирующих частиц (тяжелые заряженные частицы, быстрые электроны, γ -кванты) несущественны. Поэтому для анализа механизмов генерации и расчета характеристик ЛЯН, возбуждаемых тяжелыми заряженными частицами и быстрыми электронами, можно использовать одни и те же кинетические модели.

Активной средой газовых ЛЯН чаще всего являются двойные смеси $A-B$, где A – буферный газ с высоким потенциалом ионизации и возбуждения, B – лазерная примесь (1–10 %) с более низким потенциалом ионизации и возбуждения. Схема основных плазменных процессов в двойной смеси показана на рис. 3.

Основными каналами передачи энергии от ионов и атомов буферного газа A атомам примеси B являются: процесс перезарядки $A^+(A_2^+) + B \rightarrow (B^+)^* + A(2A)$, реакция Пеннинга

$A^* + B \rightarrow (B^+)^* + A + e$ (если энергия возбужденного атома A^* выше потенциала ионизации атома B) или передача возбуждения $A^* + B \rightarrow B^* + A$. Как показывают результаты исследований, верхние лазерные уровни атомов или ионов примеси B могут заселяться за счет любого из этих трех процессов.

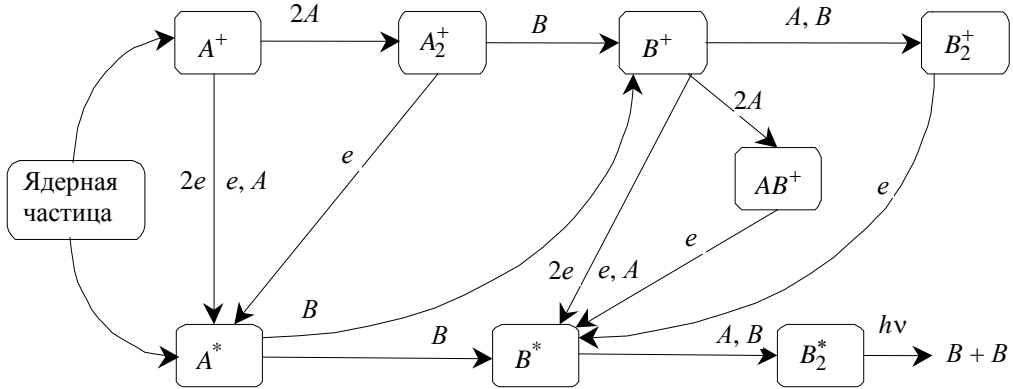


Рис. 3. Схема основных плазменных процессов в двойной смеси A-B

В плазме высокого давления основным видом ионов являются молекулярные ионы A_2^+ , B_2^+ , AB^+ , которые образуются в результате тройных процессов $A^+(B^+)+2A(A, B) \rightarrow A_2^+(B_2^+, AB^+)+A$. Нейтрализация плазмы происходит в результате рекомбинационных процессов, среди которых в зависимости от конкретных условий могут преобладать либо процессы тройной рекомбинации атомарных ионов $A^+(B^+)+2e(e, A) \rightarrow A^*(B^*)+e(A)$, либо процессы диссоциативной рекомбинации $A_2^+(B_2^+, AB^+)+e \rightarrow A^*(B^*)+A(B, A)$. Из рекомбинационных процессов главным каналом заселения верхних лазерных уровней атомов B являются процессы диссоциативной рекомбинации молекулярных ионов B_2^+ , AB^+ с электронами.

Механизмы образования инверсной населенности уровней в основных типах ЛЯН, установленные в результате исследований во ВНИИЭФ и других лабораториях, кратко представлены в табл. 3. Следует отметить, что ЛЯН, которые исследовались в экспериментах на импульсных реакторах, имеют непрерывные механизмы генерации, так как характерные времена плазменных процессов, ответственных за образование инверсной населенности лазерных уровней, существенно меньше длительностей реакторных импульсов (импульсов накачки).

В ядерно-возбуждаемой плазме вслед за начальной стадией образования ионов и высоко-возбужденных атомов возникает последовательность плазмохимических процессов, которая стремится вернуть ее в равновесное состояние. При этом происходит преимущественное заселение возбужденных состояний «сверху вниз» за счет процессов рекомбинации и других релаксационных процессов. Поэтому для ЛЯН целесообразно введение предельного КПД (η_{\max}) как отношения энергии лазерного кванта $h\nu$ к энергетическим затратам на образование одной первичной активной частицы (иона или возбужденного атома буферного газа):

$$\eta_{\max} = (1 + f^*/f^+)hv/w_i = (f^+ + f^*)hv/q, \quad (1)$$

где w_i – энергетическая цена образования пары ион – электрон в буферном газе; f^+ , f^* – скорости образования ионов и возбужденных атомов при облучении среды ядерными частицами (для инертных газов $f^*/f^+ \approx 0,5$); q – удельная мощность накачки. Например, при использовании гелия в качестве буферного газа и работе ЛЯН в видимой области спектра имеем $w_i = 45$ эВ, $hv \approx 2$ эВ и $\eta_{\max} \approx 7\%$.

Таблица 3

Механизмы образования инверсной населенности уровней в ЛЯН

Активная среда	Длина волны генерации, мкм	Заселение верхних лазерных уровней	Расселение нижних лазерных уровней
<i>ИК лазеры на переходах nd-(n+1)p атомов B = Xe, Kr и Ar (n = 5,4,3 для Xe, Kr, Ar соответственно)</i>			
He-Xe, Kr, Ar; Ar-Xe; He-Ne(Ar)-Xe; Xe, Kr	26 линий в диапазоне 1,15–3,51	$B_2^+ + e \rightarrow B^*(n,d) + B$; $AB^+ + e \rightarrow B^*(n,d) + A$	«Тушение» при столкновениях с атомами A и B
<i>Лазер видимого диапазона на переходах 3p–3s атома Ne</i>			
He-Ne-M; Ne-M (M = Ar, Kr, Xe, H ₂)	0,585; 0,703; 0,725	$Ne_2^+ + e \rightarrow Ne^*(3p) + Ne$	$Ne^*(3s) + M \rightarrow M^+ + e + Ne$
<i>Лазеры на смесях инертных газов с парами металлов</i>			
He-Cd	Ион Cd ⁺ (0,442; 0,534; 0,538; 0,807; 0,853)	$He^+ + Cd \rightarrow (Cd^+)^* + He$ $He_2^+ + Cd \rightarrow (Cd^+)^* + 2He$ $He^* + Cd \rightarrow (Cd^+)^* + He + e$	Радиационный распад и (или) столкновительное «тушение»
He-Cd	Атом Cd (1,43; 1,65)	$Cd_2^+ + e \rightarrow Cd^* + Cd$	Радиационный распад и (или) столкновительное «тушение»
He-Zn	Ион Zn ⁺ (0,748)	$He^+ + Zn \rightarrow (Zn^+)^* + He$ $He_2^+ + Zn \rightarrow (Zn^+)^* + 2He$ $He^* + Zn \rightarrow (Zn^+)^* + He + e$	Радиационный распад
He-Hg	Ион Hg ⁺ (0,615)	$He^+ + Hg \rightarrow (Hg^+)^* + He$	Радиационный распад и (или) столкновительное «тушение»
He-Xe-Hg-H ₂	Атом Hg (0,546)	$He_2^+ + e \rightarrow Hg^* + Hg$	«Тушение» молекулами H ₂
<i>Лазер на переходах молекулярного иона N₂⁺ (B → X)</i>			
He-N ₂ -H ₂	0,391; 0,428	$He_2^+ + N_2 \rightarrow N_2^+(B) + 2He$	$N_2^+(X) + H_2 \rightarrow N_2H^+ + H$

Активная среда	Длина волны генерации, мкм	Заселение верхних лазерных уровней	Расселение нижних лазерных уровней
<i>Лазеры на переходах атомов С, N, O, Cl</i>			
He(Ne, Ar)-CO, CO ₂ , N ₂ , O ₂ , Cl ₂ , CCl ₄	С (0,833; 0,940; 1,45); N (0,859; 0,863; 0,905; 0,939); O (2,65; 2,76); Cl (1,59; 2,45)	Механизм генерации окончательно не установлен. Предлагались следующие процессы заселения верхних уровней: 1) диссоциативное возбуждение: $A^* + R_2 \rightarrow R^* + R$ (A^* – метастабильный атом инертного газа, R_2 – молекулярный газ); 2) ион-ионная рекомбинация: $A^+ (A_2^+) + R^- \rightarrow R^* + A(2A)$; 3) тройная рекомбинация $R^+ + e + M \rightarrow R^* + M$ ($M = e, A$)	
<i>Лазер на колебательных переходах молекулы СО</i>			
СО	5,1–5,6	Механизм генерации не установлен. В качестве процессов заселения верхних лазерных уровней рассматривались реакции рекомбинации ионов $(CO)_2^+$ или кластерных ионов $CO^+(CO)_n$ с электронами, а также прямое возбуждение при столкновениях молекул СО с плазменными электронами	

Выражение (1) записано для случая, когда в образовании верхних лазерных уровней участвуют как ионы, так и возбужденные атомы буферного газа. Если в заселении верхних лазерных уровней участвуют лишь ионы буферного газа, то выражение для η_{\max} имеет более простой вид:

$$\eta_{\max} = hv/w_i = f^+ hv/q. \quad (2)$$

В отличие от квантового КПД газоразрядных лазеров предельный КПД для ЛЯН не зависит от расположения верхнего лазерного уровня относительно основного состояния.

Значение η_{\max} возрастает с увеличением энергии кванта лазерного излучения или при уменьшении w_i . Естественно, что реальный КПД лазера с ядерной накачкой будет зависеть не только от η_{\max} , но и от ряда других параметров: соотношения скоростей релаксационных плазменных процессов, селективности процесса заселения верхнего лазерного уровня, скорости расселения нижнего лазерного уровня. Таким образом, выбор активных сред с высоким значением η_{\max} является необходимым, но недостаточным условием для создания эффективных ЛЯН.

В заключение отметим, что последовательное заселение возбужденных состояний в ЛЯН «сверху вниз» позволяет, в принципе, организовать каскад лазерных переходов. В этом случае появляется возможность получить одновременную генерацию на нескольких линиях в различных диапазонах спектра и увеличить КПД.

4. Результаты исследований активных сред ЛЯН

Известные к настоящему времени газовые ЛЯН излучают в широком диапазоне оптического спектра 390–5600 нм примерно на 50 переходах атомов Хе, Kr, Ar, Ne, С, N, Cl, I, O, Hg, Cd, ионов Cd^+ , Zn^+ , Hg^+ , молекулы СО и молекулярного иона N_2^+ [1]. Основные результаты ис-

следований активных сред ЛЯН, выполненных во ВНИИЭФ, приведены в табл. 4. Для изучения ЛЯН во ВНИИЭФ в разное время применялись импульсные реакторы ВИР-1, ВИР-2 и ВИР-2М, ТИБР-1М, БР-1, БИГР [6].

Таблица 4

Характеристики лазерных сред с ядерной накачкой (ВНИИЭФ)

Атом (ион)	λ , мкм	Смесь	p , атм	P_l , Вт	η_l , %	$F_{th} \cdot 10^{-14}$, $\text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$	$F_{max} \cdot 10^{-15}$, $\text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$	Реактор
Xe	1,73	He-Xe	2	80	0,2	4,0	1,1	ВИР-2
	1,73	Ar-Xe	0,5	500	2,2	0,1	1,1	ВИР-2
	1,73	He-Ar-Xe	1	410	2,5	0,1	1,1	ВИР-2
	2,03	He-Ar-Xe	1	700	1,0	0,6	2,1	ВИР-2М
	2,03	Ar-Xe	0,25	–	–	0,015	2,5	ВИР-2М
	2,48	He-Xe	1	–	–	–	26	ТИБР-1М
	2,65	He-Xe	5	2000	0,8	10	26	ТИБР-1М
	2,63; 2,81	Kr-Xe	0,35	150	0,2	0,03	2,5	ВИР-2М
	2,63; 2,65	Ar-Xe	0,5	230	2,0	0,1	1,1	ВИР-2
	2,65	He-Xe	3	250	1,2	0,6	1,1	ВИР-2
	2,65	He-Ne-Xe	1,5	520	0,6	1,2	2,5	ВИР-2М
	2,65	He-Ar-Xe	1	320	0,5	0,1	2,2	ВИР-2М
	2,65	Ne-Ar-Xe	1,1	570	0,6	0,4	2,5	ВИР-2М
	3,11 (возможно 3,37)	Ar-Xe	0,5	–	–	–	1,1	ВИР-2
3,51	Xe	0,6	90	0,1	0,8	2,5	ВИР-2М	
Kr	1,78	He-Kr	2	50	0,3	0,6	1,1	ВИР-2
	2,52	He-Kr	2	110	0,6	2,6	1,1	ВИР-2
	3,07	He-Kr	2	40	0,2	1,7	1,1	ВИР-2
	1,78; 1,87; 2,19	He-Kr	2	120	0,2	0,29	2,5	ВИР-2М
	1,78; 1,87; 2,19	He-Ne-Kr	1	140	0,2	0,19	2,5	ВИР-2М
	2,52; 3,07	He-Kr	2	420	0,6	3,2	2,5	ВИР-2М
	2,19; 2,86; 3,07	Ne-Kr	1	100	0,1	0,68	2,5	ВИР-2М
	2,19; 2,52, 2,86; 3,07	He-Ne-Kr	1	460	0,6	1,2	2,5	ВИР-2М
2,63	Kr	0,25	2	–	0,2	2,5	ВИР-2М	
Ar	1,15; 1,19	He-Ar	2	250	0,1	100	26	ТИБР-1М
	1,27	He-Ar	1	10	–	5,0	2,1	ВИР-2М
	1,69; 1,79	He-Ar	2	390	0,6	3,2	2,1	ВИР-2М
	1,69; 1,79	Ne-Ar	1	140	0,2	0,9	2,1	ВИР-2М
	2,10	He-Ar	2	220	0,3	6,3	2,5	ВИР-2М
	2,06; 2,10; 2,21	Ne-Ar	1	110	0,15	1,2	2,5	ВИР-2М
	2,40	He-Ar	1	–	–	–	26	ТИБР-1М
	2,40; 2,87	He-Ar	2	190	0,25	8,4	2,5	ВИР-2М
	2,21; 2,31; 2,40	Ne-Ar	1	60	0,1	1,3	2,5	ВИР-2М
	2,31; 2,40; 2,87	He-Ne-Ar	1,3	140	0,15	2,0	2,5	ВИР-2М
Ne	0,585	(He)-Ne-Ar(Kr, Xe)	2	35	0,1	6,0	2,5	ВИР-2М
C	0,834	Ne-CO	0,75	6	<0,01	3,6	2,4	ВИР-2М
	0,941	Ne-Ar-CO	0,75	120	0,3	3,7	2,4	ВИР-2М

Атом (ион)	λ , мкм	Смесь	p , атм	P_l , Вт	η_l , %	$F_{th} \cdot 10^{-14}$, см ⁻² · с ⁻¹	$F_{max} \cdot 10^{-15}$, см ⁻² · с ⁻¹	Реактор
O	2653; 2760	He-Ne-O ₂ (CO, NO)	2	30	0,05	3,0	2,5	ВИР-2М
N	0,859; 0,863	Ne-N ₂	0,25	5	<0,01	12	2,4	ВИР-2М
	0,905	Ne-N ₂	0,25	20	0,05	15	2,4	ВИР-2М
Cl	1,59	He-Ne-CCl ₄ (CHCl ₃)	2	130	0,2	0,2	2,2–2,5	ВИР-2М
	2,45	He-Ne-CCl ₄	2	5	<0,01	10	2,2–2,5	ВИР-2М
Cd ⁺	0,442	³ He- ¹¹⁶ Cd	1,5	12	0,05	50	10	ВИР-2М
	0,534; 0,537	³ He- ¹¹⁶ Cd	1,1	–	–	50	10	ВИР-2М
Zn ⁺	0,748	³ He-Zn	1,1	2	–	17	10	ВИР-2М

Примечание: p – давление активной среды; P_l – мощность лазерного излучения (мощность генерации); η_l – эффективность преобразования поглощенной ядерной энергии в лазерное излучение; F_{th} – средняя по длине лазерной кюветы плотность потока тепловых нейтронов, при которой достигается порог генерации (пороговая плотность потока тепловых нейтронов); F_{max} – средняя по длине кюветы плотность потока тепловых нейтронов в максимуме реакторного импульса.

Основной объем работ по изучению активных сред ЛЯН был выполнен при использовании экспериментального комплекса [14] на базе водного реактора ВИР-2М с энерговыделением в АЗ до 60 МДж и длительностью нейтронного импульса ≥ 3 мс. В состав комплекса входят лазерные установки ЛУНА-2М, ЛУНА-2П и ЛЯН-2Т, а также методики для изучения спектрально-люминесцентных, энергетических и других параметров ЛЯН. Возбуждение газовых сред осуществлялось осколками деления урана (ЛУНА-2М, ЛУНА-2П) и продуктами ядерной реакции ³He(n,p)³H (ЛЯН-2Т). Каждая из этих установок состоит из двух идентичных по конструкции и условиям облучения лазерных кювет. Установки ЛУНА-2М и ЛУНА-2П предназначены для изучения параметров газовых ЛЯН при комнатной температуре (ЛУНА-2П может работать в режиме прокачки газовых смесей), а установка ЛЯН-2Т – для ЛЯН на смесях инертных газов с парами металлов при температурах до 1000 К. Фотография одной из установок, расположенных под АЗ реактора, приведена на рис. 4.



Рис. 4. Лазерная установка ЛУНА-2М под активной зоной реактора ВИР-2М

4.1. ИК-лазеры на переходах атомов Хе, Кг и Аг

Как показали исследования, выполненные во ВНИИЭФ и в других лабораториях, максимальными среди ЛЯН энергетическими параметрами обладают лазеры на переходах атомов Хе, Кг и Аг. Генерация происходит в ИК-области спектра, причем наиболее интенсивные лазерные линии принадлежат переходам $nd-(n+1)p$ атомов Хе, Кг и Аг ($n = 5, 4, 3$ для Хе, Кг, Аг соответственно).

Наиболее высокие энергетические параметры были зарегистрированы для ЛЯН на переходах атома Хе. Активные среды Хе-лазера представляют собой смеси Не-Хе, Аг-Хе, Кг-Хе, Не-Аг-Хе, Не-Аг-Хе и чистый Хе при давлениях ≤ 6 атм. Гелий, неон, аргон и криптон являются буферными газами, а концентрация ксенона составляет 1–10 %. В зависимости от условий экспериментов (давление и состав смесей, мощность накачки, параметры зеркал резонаторов) генерация в ЛЯН на переходах атома Хе наблюдается на различных переходах $5d-6p$ в диапазоне спектра 1,7–3,5 мкм. Для линий с длинами волн $\lambda = 1,73; 2,03$ и 2,65 мкм, которые начинаются с общего верхнего уровня $5d[3/2]_1^0$, получены максимальные энергетические параметры: мощность лазерного излучения $P_l \leq 2,5$ кВт, $\eta_l = 2-3$ %. Для этих же линий наблюдались минимальные пороги генерации при плотностях потока тепловых нейтронов $F_{th} \leq 10^{13} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ ($q_{th} \leq 0,2 \text{ Вт/см}^3$). Самый низкий порог генерации при $F_{th} = 1,5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ зарегистрирован для смеси Аг-Хе ($\lambda = 2,03$ мкм). Такие низкие пороги генерации позволяют использовать для накачки лазера на смеси Аг-Хе нейтронное излучение не только импульсных, но и стационарных ядерных реакторов.

Эффективность преобразования поглощенной мощности накачки в лазерное излучение (или КПД) – важнейший показатель для всех лазеров. В случае ЛЯН максимальными КПД преобразования поглощенной ядерной энергии в лазерное излучение обладают лазеры на переходах атомов инертных газов, причем самые высокие $\eta_l \geq 1$ % зарегистрированы для лазеров на переходах атома Хе (1,73; 2,03 и 2,65 мкм) и атома Аг (1,27 и 1,79 мкм). В табл. 5 сопоставлены результаты, полученные в различных лабораториях, а также приведены расчетные значения предельных КПД (η_{max}). Для сравнения в табл. 5 включены данные по КПД, полученные в России и за рубежом при возбуждении газовых сред электронными пучками. Из табл. 5 следует, что в некоторых случаях реальный КПД (η_l) приближается к предельному, что свидетельствует о незначительных потерях энергии в плазмохимических реакциях и высокой селективности конечного процесса заселения верхних лазерных уровней.

Таблица 5

Максимальные КПД (η_l) лазеров на переходах атомов Хе и Аг [1]

Атом	Среда	λ , мкм	Экспериментальные значения η_l , %				η_{max} , %
			Осколки деления урана			Электронный пучок	
			ВНИИЭФ	ВНИИТФ	Sandia		
Хе	Не-Хе	2,65	1,2	0,15	–	1,6	1,6
	Аг-Хе	1,73	2,2	2,1	5,6	1,5 2,6	3,8
	Аг-Хе	2,63; 2,65	2,0	–	–	–	2,5
	Не-Аг-Хе	1,73	2,5	1,7	3,0	–	4,0
	Не-Аг-Хе	2,03	1,0	1,5	3,3	1,1	3,4
	Не-Аг-Хе	2,65	0,5	0,9	2,0	–	2,6
Аг	Не-Аг	1,79	0,6	1,2	1,4	1,4	2,3
	Не-Аг	1,27	–	–	1,1	–	3,3

4.2. Лазеры видимого диапазона на переходах атома Ne

В спектрах атомов инертных газов имеется ряд интенсивных линий, принадлежащих переходам $(n + 1)p - (n + 1)s$ атомов инертных газов ($n = 5, 4, 3, 2$ соответственно для Хе, Кг, Аг, Ne), которые заканчиваются на метастабильных состояниях $(n + 1)s$. Эффективность заселения верхних уровней $(n + 1)p$ в ядерно-возбуждаемой плазме очень высока, поэтому эти переходы являются перспективными для поиска лазерной генерации. Однако для получения генерации на переходах $(n + 1)p - (n + 1)s$ в непрерывном режиме необходима высокая скорость расселения $(n + 1)s$ -уровней, что можно, в принципе, обеспечить с помощью дополнительных «тушащих» примесей. Такая схема была реализована в неоновом ЛЯН на переходах $3p - 3s$ атома Ne на линиях 585,3; 703,2 и 724,5 нм. «Тушение» нижних $3p$ -уровней атома Ne осуществлялось за счет реакции Пеннинга: $Ne^*(3p) + M \rightarrow M^+ + Ne + e$ ($M = Ar, Kr, Xe, H_2$).

Впервые накачка неоновых лазера ядерными излучениями была осуществлена во ВНИИЭФ на реакторе ВИР-2М в 1985 г. сразу же после первых сообщений об успешной накачке этого лазера электронным пучком. Полученные в различных лабораториях (ВНИИЭФ, ВНИИТФ, Sandia, University of Illinois) для неоновых ЛЯН эффективности преобразования $\eta_l \sim 0,1\%$ существенно ниже, чем в случае ЛЯН на ИК-переходах атомов Хе, Кг и Аг, что объясняется особенностями кинетики процессов заселения и «тушения» лазерных уровней.

4.3. Лазеры на парах металлов

Смеси инертных газов с парами металлов в качестве активных сред ЛЯН представляют интерес, в первую очередь, в связи с возможностью получения генерации в видимой и ультрафиолетовой (УФ) областях спектра. Во ВНИИЭФ возможность использования смесей инертных газов с парами металлов (Li, Na, Mg, Hg, Cd и др.) в качестве активных сред ЛЯН была рассмотрена в 1975–1976 гг.

Наиболее детальные исследования ЛЯН на парах металлов (Hg, Cd, Zn) были выполнены в России (МИФИ, ВНИИТФ, ВНИИЭФ), хотя первый ЛЯН на парах металлов (смесь He-Hg, $\lambda = 615$ нм) был создан в лаборатории Sandia. Максимальные энергетические параметры ($P_l = 1$ кВт, $\eta_l = 0,4\%$) получены во ВНИИТФ на импульсном реакторе ЭБР-Л при накачке смеси He-Cd ($\lambda = 441,6$ нм) осколками деления урана.

4.4. Другие лазерные среды

Из других типов активных сред ЛЯН можно отметить смеси He, Ne, Ar с молекулярными газами CO, CO₂, N₂, NO, O₂, Cl₂, CCl₄ и др., при использовании которых генерация происходит на переходах атомов C, N, O и Cl. Наиболее подробно характеристики таких ЛЯН были изучены во ВНИИЭФ. При накачке газовых смесей ядерными излучениями была получена генерация на переходах атомов C ($\lambda = 833,5; 940,6$ и 1454 нм), N ($\lambda = 859,4; 862,9; 904,6$ и $938,7$ нм), O ($\lambda = 2653$ и 2760 нм), Cl ($\lambda = 1587$ и 2447 нм). Максимальные энергетические параметры этих ЛЯН были невелики: $P_l \leq 100$ Вт, $\eta_l \leq 0,2\%$.

Рассмотренные выше ЛЯН излучают на переходах атомов. Существуют также ЛЯН на переходах молекул CO ($\lambda = 5,1 - 5,6$ мкм) и N₂⁺ ($\lambda = 391,4$ и $427,8$ нм). Первый из этих лазеров был исследован в лаборатории Sandia, второй – во ВНИИТФ. Наибольший интерес представляет

N_2^+ -лазер, излучающий в УФ области спектра. В экспериментах, выполненных во ВНИИТФ на импульсном реакторе ЭБР-Л, при возбуждении осколками деления урана смеси He-N₂-H₂ получен КПД генерации около 0,3 %. Позже эти результаты были подтверждены в экспериментах сотрудников ФЭИ на импульсном реакторе БАРС-6.

4.5. Лазеры, возбуждаемые быстрыми нейтронами

Для накачки активных сред рассмотренных выше ЛЯН использовались продукты ядерных реакций, протекающих при взаимодействии ядер изотопов ²³⁵U, ³He, ¹⁰B с тепловыми нейтронами. Существует еще один способ накачки – за счет упругого рассеяния быстрых нейтронов на атомах (ядрах) среды. Непосредственная ионизация и возбуждение газовой среды в этом случае осуществляются ядрами отдачи. При таком способе накачки можно сравнительно однородно возбуждать газовые среды при давлениях десятки и сотни атмосфер.

Впервые накачка газовых лазеров быстрыми нейтронами была осуществлена во ВНИИЭФ в 1981 г. в экспериментах на импульсном реакторе БР-1 с длительностью импульса около 80 мкс. В этих экспериментах использовалась смесь He-Xe ($\lambda = 2,65$ мкм). Удельная мощность накачки была пропорциональна давлению гелия и составляла около 80 Вт/см³·атм. Максимальная мощность излучения зарегистрирована для смеси He-Xe (950:1) при давлении 5 атм, она составила 290 Вт ($\eta_l \sim 0,2$ %).

Исследования в области нейтронной накачки лазеров могут представлять интерес для установок на основе термоядерного синтеза, в которых основная доля энергии выделяется в виде кинетической энергии быстрых нейтронов.

5. Влияние оптических неоднородностей

Расчетные и экспериментальные исследования показали [1, 15], что в ходе импульсного возбуждения ЛЯН, работающих без прокачки газовой среды, объем газа разделяется на две характерные части, существенно отличающиеся друг от друга по своим оптическим свойствам.

В центральной части под влиянием монотонно возрастающего от оси кюветы к ее стенкам профиля энерговыделения тормозящихся в газе осколков возникает область (которую называют активной) с отрицательными значениями градиентов плотности и показателя преломления $|\nabla n| \sim 10^{-6}$ см⁻¹. В периферийной части, прилегающей к стенкам кюветы, образуется зона (так называемая пассивная зона) с большими положительными градиентами плотности и показателя преломления до $\nabla n \sim 10^{-4}$ см⁻¹. Пассивная зона возникает в области, где сильную роль играет теплоотвод к твердой стенке, теплоемкость единицы объема которой значительно превосходит теплоемкость единицы объема газа. Световые лучи, имеющие в какой-либо точке этой зоны направление, параллельное оси кюветы, отклоняются к ее стенкам и упираются в них (по крайней мере, за несколько проходов резонатора). Поэтому эта зона не должна входить в область, охваченную генерацией. В активной области, образующей положительную газовую линзу, световые лучи осциллируют около оптической оси с пространственным периодом порядка десятка метров. Было установлено, что на начальном этапе возбуждения при временах порядка миллисекунд размер пассивной зоны возрастает пропорционально \sqrt{t} . Однако, начиная с $t > 10$ мс, зависимость

этого размера от времени заметно отклоняется от указанной закономерности – пассивная зона развивается более стремительно. К моменту $t \sim 0,1$ с зона с положительным градиентом показателя преломления охватывает практически весь газовый объем. Вследствие этого в квазистационарных (с длительностью импульса накачки $> 0,1$ с) и стационарных режимах возбуждения ЛЯН без прокачки газовой среды в большей части газового объема создаются неблагоприятные для получения генерации условия. Необходимым условием получения непрерывной генерации в этих режимах является прокачка газа, при которой его полная смена в кювете осуществляется за временной интервал $\Delta t \sim 0,01$ с.

В результате проведенных исследований была предложена концепция ЛЯН с поперечной (по отношению к оптической оси) прокачкой газовой смеси. Конструкция ЛЯН представляет собой набор лазерных каналов прямоугольного сечения с плоскими урановыми слоями шириной ~ 10 см, нанесенными на внутреннюю поверхность боковых стенок каналов, параллельных направлению газового потока. Для охлаждения разогреваемой в канале смеси на его выходе размещается радиатор. Наиболее удобная и простая форма радиатора – набор тонких пластин, расположенных параллельно потоку газа и перпендикулярно урановым слоям. На входе в канал ставится такой же радиатор, который позволяет за счет теплообмена газа с пластинами задать вдоль всей длины лазера требуемую входную температуру рабочей смеси и выровнять ее скорость. За выходным радиатором может быть помещен следующий лазерный канал, для которого указанный радиатор будет входным, и т. д. Таким образом может быть построена цепочка лазерных каналов, объединенных в единый газовый контур.

Кроме того, из результатов исследований оптических неоднородностей при различных длительностях возбуждения лазерных сред однозначно следует вывод, что наиболее удобными реакторами для проведения экспериментов по накачке лазеров ядерными излучениями с использованием простых лазерных кювет без прокачки газовой среды (поиск активных сред ЛЯН и оптимизация их параметров) являются импульсные реакторы с длительностью импульса $\tau_{1/2} < 10^{-2}$ с.

6. Изучение непрерывного режима работы ЛЯН

Описанные выше ЛЯН работают в квазинепрерывном режиме при длительностях импульсов накачки и генерации $0,1 - 50$ мс. Результаты расчетов и экспериментов показали, что для работы ЛЯН в непрерывном режиме необходимо выполнить два основных условия: обеспечить необходимую удельную мощность накачки лазерной среды и организовать прокачку газовой смеси в лазерных каналах, чтобы устранить ее перегрев и уменьшить оптические неоднородности лазерной среды [1, 15].

С учетом этих условий во ВНИИЭФ был сконструирован и изготовлен в 1994 г. лазерный модуль (рис. 5) для совместной работы с мощным импульсным реактором БИГР [6], который в одном из рабочих режимов может генерировать нейтронные импульсы длительностью ≥ 1 с.

Лазерный модуль – газовый ЛЯН непрерывного действия, работающий в режиме прокачки газовых смесей. Модуль состоит из четырех одинаковых лазерных каналов. Активная длина каждого канала, определяемая длиной урановых слоев, равнялась 100 см. Слои металлического ^{235}U толщиной около 3 мкм нанесены на пластины размерами 100×6 см². Средний по активной длине лазерного канала флюенс тепловых нейтронов составлял $(5 - 7) \cdot 10^{14}$ см⁻² при длительности облучения $0,5 - 1,7$ с. Лазерные каналы модуля включены в единую газовую петлю и разделены между собой теплообменниками (радиаторами), при прокачке через которые газ охлаждается.

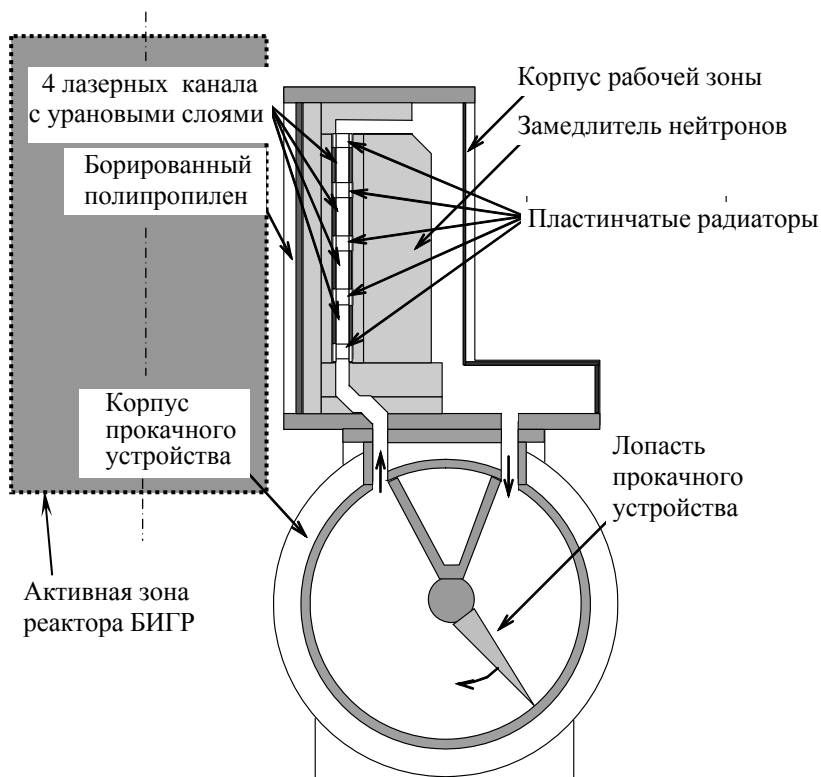


Рис. 5. Схема поперечного сечения четырехканального лазерного модуля

В экспериментах с лазерным модулем была доказана возможность работы ЛЯН в непрерывном режиме. В качестве активных сред использовались смеси (He, Ne)-Ar-Xe ($\lambda = 1,73; 2,03$ мкм). Длительность лазерной генерации до 2 с определялась длительностью работы реактора БИГР. Мощность лазерного излучения составляла около 100 Вт (энергия более 100 Дж).

В настоящее время проводятся эксперименты на 8-канальном лазерном модуле, который предназначен для проведения экспериментов по сложению лазерных пучков из отдельных каналов и позволяет работать с более чистыми газовыми смесями.

7. Проблемы создания мощных ядерно-лазерных установок

Рассмотренные выше исследования ЛЯН, выполненные на импульсных реакторах, представляют собой важный этап на пути создания мощных непрерывных ядерно-лазерных установок, которые получили название реакторов-лазеров (РЛ). Термин РЛ впервые, по-видимому, был предложен в работе [16], где отмечается принципиальная возможность выведения энергии из активной зоны реактора на релаксационной стадии в виде лазерного излучения. Наиболее интересным вариантом РЛ является такая установка, в которой вследствие пространственного совмещения ядерного топлива и лазерной среды заметная часть ядерной энергии преобразуется в лазерное излучение, минуя промежуточную стадию тепловой энергии.

Схемы реакторов-лазеров. Предложенные в литературе различные варианты непрерывных РЛ отличаются, в первую очередь, ядерным топливом, которое используется для работы реактора и накачки лазерной среды: а) газообразное соединение урана UF_6 , пары урана или аэрозольные урановые частицы; б) тонкие слои урана или его соединений на металлических подложках. Наиболее реальными в настоящее время представляются гетерогенные РЛ на тонкопленочном урановом топливе [1, 10]. Активная зона такого РЛ является набором определенного количества лазерных ячеек с урановыми слоями, заполненных газовой лазерно-активной средой. Лазерные ячейки размещаются в матрице замедлителя нейтронов (графит, бериллий и др.). Количество лазерных ячеек может составлять от сотен до нескольких тысяч штук, общее количество урана – 5–70 кг, характерные линейные размеры – 2–5 м.

На рис. 6 схематично приведены два возможных варианта лазерных ячеек активной зоны РЛ: а) цилиндрическая ячейка, в которой возможна продольная относительно оси кюветы прокачка газа; б) прямоугольная ячейка с поперечной относительно оси кюветы прокачкой (в направлении, указанном стрелками). Продольная прокачка возможна при низких уровнях мощности накачки и малых (≤ 10 м/с) скоростях газа. При высоких мощностях более эффективна поперечная прокачка со сбросом энергии на внутренних радиаторах (рис. 6,б). Такой вариант лазерной ячейки использовался в лазерных модулях (см. рис. 5) и проверен в экспериментах на реакторе БИГР. Для работы РЛ в стационарном или квазистационарном режиме лазерные ячейки должны охлаждаться теплоносителем, например тяжелой водой.

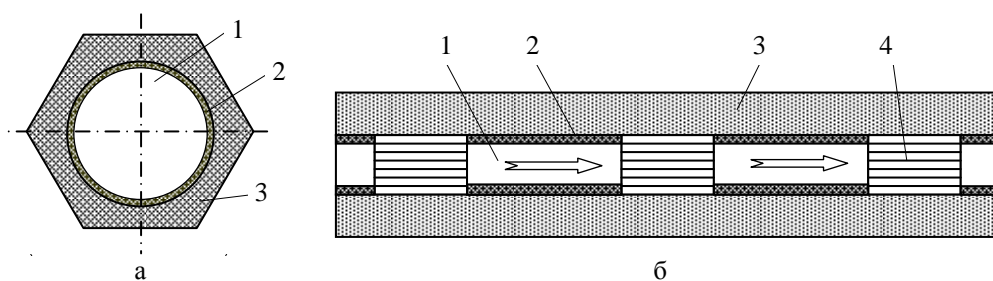


Рис. 6. Поперечные сечения лазерных ячеек для РЛ: а – цилиндрическая ячейка; б – прямоугольная ячейка с поперечной прокачкой газа (1 – лазерные каналы; 2 – урановые слои; 3 – замедлитель нейтронов; 4 – радиаторы; стрелками указано направление движения газа при прокачке)

Сложение излучения из лазерных каналов. Как показали выполненные во ВНИИЭФ расчетные и экспериментальные исследования, в многоканальных установках типа РЛ с большим количеством одинаковых лазерных каналов для повышения плотности лазерного излучения и качества лазерного пучка целесообразно использовать схемы сложных резонаторов с последовательным или параллельным объединением (сложением) оптических объемов лазерных каналов. Принципиальные схемы сложения излучения лазерных каналов показаны на рис. 7. Суммарная длина резонатора при последовательном сложении может составлять 30–50 м (~ 10 каналов), при параллельном сложении число каналов ограничивается потерями в делительных пластинах и также может быть более 10, а при смешанном (последовательно-параллельном) – соответственно, более 100 каналов. При этом лазерное излучение выводится из РЛ несколькими (от 2–4 до 20–30) лучами с мощностью излучения в каждом ~ 100 –200 кВт. Эти лучи могут либо складываться внешними системами (в том числе и когерентно), либо по отдельности направляться на объект воздействия независимо.

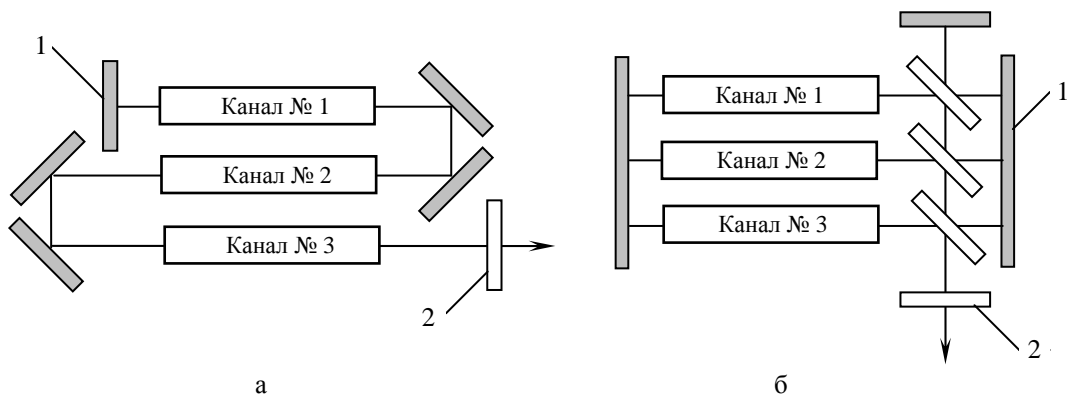


Рис. 7. Схемы сложения излучения лазерных каналов: а – последовательное сложение; б – параллельное сложение; 1 – глухое зеркало; 2 – полупрозрачное зеркало

Наиболее подробно схемы последовательного и параллельного сложения излучения каналов ЛЯН были исследованы в экспериментах на комплексе ЛУНА-2М/ВИР-2М [14] при использовании двух идентичных лазерных каналов с урановыми слоями. Основные результаты этих исследований представлены в табл. 6. В качестве активных лазерных сред использовались смеси He-Ar-Xe (380:380:1) при давлении 1 атм ($\lambda = 2,03$ мкм) и Ar-Xe (380:1) при давлении 0,5 атм ($\lambda = 1,73$ мкм).

Таблица 6

Максимальные энергетические параметры при последовательном и параллельном сложении излучения двух лазерных каналов установки ЛУНА-2М

λ , мкм	Смесь	Давление	Тип лазерного канала	$r_{\text{опт}}$, %	E , Дж	P_l , кВт
2,03	He-Ar-Xe (380:380:1)	1 атм	A	71	1,5	0,54
			B	0	1,0	0,49
			C	46	1,8	1,0
			D	0	1,9	0,87
1,73	Ar-Xe (380:1)	0,5 атм	A	68	0,96	0,52
			B	0	0,94	0,49
			C	47	1,1	0,62
			D	0	1,7	0,98

Примечание: A – один стандартный канал (двухзеркальный резонатор с выводом излучения в продольном относительно оптической оси направлении); B – один канал с поперечным относительно оптической оси выводом излучения (четыре зеркала + плоскопараллельная кварцевая пластина внутри резонатора); C – два последовательно сложенных лазерных канала; D – два параллельно сложенных лазерных канала; $r_{\text{опт}}$ – оптимальный коэффициент отражения полупрозрачного зеркала, через которое выводится лазерное излучение; E – энергия лазерного излучения за импульс; P_l – максимальная в процессе импульса мощность лазерного излучения.

Из табл. 6 видно, что мощность излучения из двух последовательно ($\lambda = 2,03$ мкм) и параллельно ($\lambda = 1,73$ мкм) сложенных каналов практически вдвое превосходит мощность излучения из одного канала. В экспериментах также был выявлен эффект масштабируемости схемы параллельного сложения лазерных каналов: форма импульсов излучения из нескольких параллельно сложенных каналов не зависит от числа лазерных каналов, а мощность и энергия генерации пропорциональна их числу. Данная закономерность является следствием того, что при параллельном

сложении (в отличие от последовательного) не происходит аккумуляции оптических неоднородностей. Это делает схему параллельного сложения весьма перспективной для использования в многоканальных ЛЯН.

Модель реактора-лазера. В настоящее время во ВНИИЭФ проводятся работы по созданию ядерно-физической установки – модели РЛ непрерывного действия, работающего в режиме прокачки газовой среды [1, 10]. Установка включает в себя реактор ИКАР-500 и 16-канальный лазерный модуль (рис. 8). Схема лазерного модуля аналогична схеме, приведенной на рис. 5.

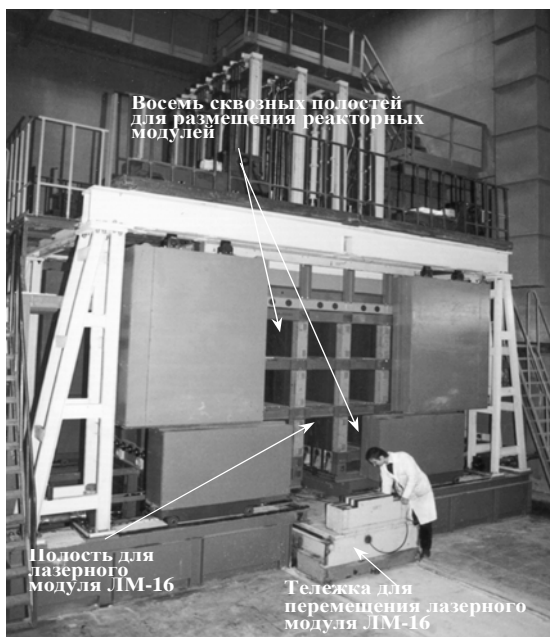


Рис. 8. Общий вид реактора ИКАР-500

Активная зона реактора ИКАР-500 представляет собой графитовую матрицу (куб со стороной 2400 мм) с девятью сквозными ячейками сечением 500×500 мм, в которых размещаются реакторные модули. В графитовой матрице (между модулями) сверху и сбоку установлены циркониевые каналы для размещения систем управления реактором. В одной из сквозных ячеек вместо реакторного модуля можно расположить лазерный модуль. Планируемое энерговыделение в активной зоне за время работы длительностью от долей секунды до десятков секунд составляет 500 МДж. Схема активной зоны реактора ИКАР-500 показана на рис. 9.

В настоящее время осуществлена сборка активной зоны установки ИКАР-500. Экспериментальные и расчетные исследования [17] ядерно-физических характеристик этой установки, которая на первом этапе работает в режиме критического стенда, позволили определить эффективный коэффициент размножения нейтронов ($k_{эф}$) на различных этапах сборки и показали возможность прогнозирования критмассовых параметров РЛ. В ходе работ были определены $k_{эф}$ примерно для 40 различных конфигураций активной зоны. Подбор критической конфигурации активной зоны сопровождался расчетами $k_{эф}$ методом Монте-Карло. По мере получения новых экспериментальных данных проводилась корректировка расчетной модели, что, в конечном счете, позволило достаточно точно описывать размножающие свойства реактора типа ИКАР.

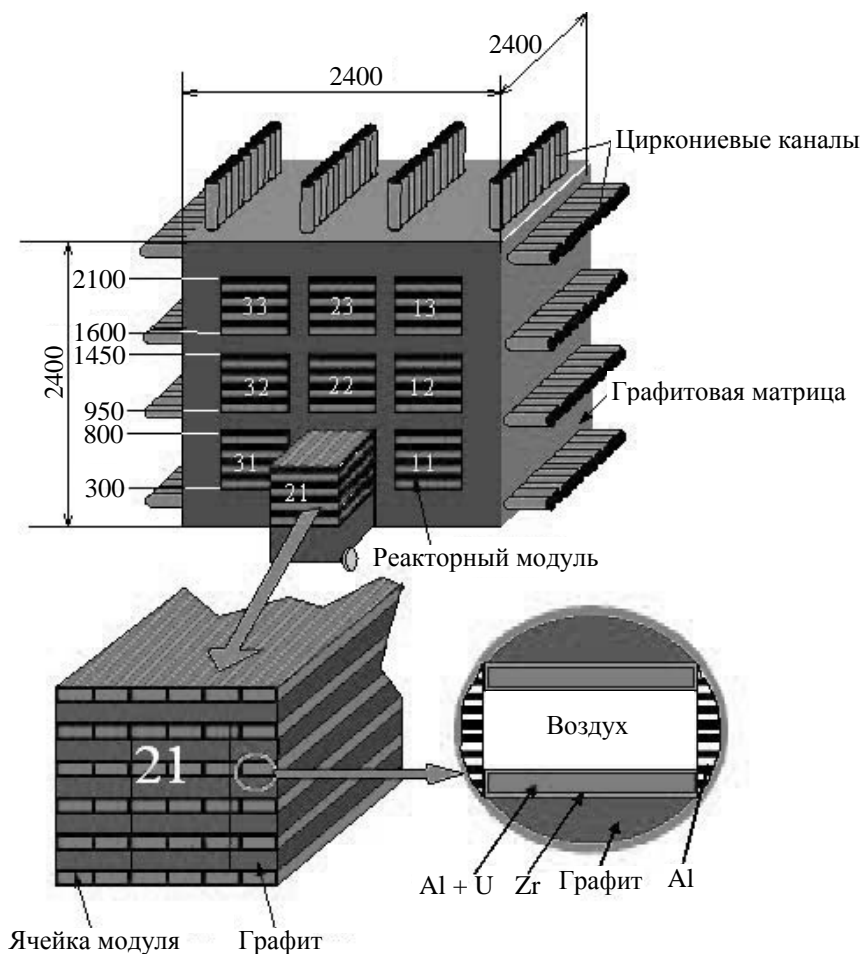


Рис. 9. Схема активной зоны реактора ИКАР-500

Исследования на ядерно-физическом комплексе ИКАР помогут решить ряд проблемных вопросов создания РЛ, в том числе:

- разработать принципы и системы управления РЛ с быстрым выходом на заданную мощность и оперативным управлением ею;
- разработать принципы и схемы формирования поля лазерного излучения РЛ и провести экспериментальные исследования параметров таких схем;
- определить основные конструкторские и технологические решения РЛ и апробировать их на экспериментальных лазерных модулях в составе комплекса ИКАР.

Другие ядерно-лазерные устройства. В отличие от ВНИИЭФ, где разрабатывается концепция автономного непрерывного РЛ, в ФЭИ и ВНИИТФ рассматривались проекты мощных импульсных ядерно-лазерных установок на основе оптических усилителей с ядерной накачкой: во ВНИИТФ – установка ЛИРА [11], а в ФЭИ – оптический квантовый усилитель с ядерной накачкой [12]. В состав таких установок, работающих по схеме *задающий генератор – усилитель*, входят реакторный и лазерный блоки. В качестве реактора, который иногда называют запальным, предполагается использовать импульсный реактор.

Лазерный блок, состоящий из большого количества лазерных элементов с урановыми слоями, представляет собой бустерную подкритическую зону, в которой происходит размножение нейтронов. Приведенные в работе [18] максимально возможные энергетические параметры

устройств, работающих по такой схеме, показывают, что полная энергия лазерного импульса может достигать ~2,5 МДж при длительности импульса ~5 мс.

Недавно сотрудниками ВНИИТФ в экспериментах [19] были получены высокие энергетические параметры при облучении на реакторном комплексе БАРС-5 + РУН-2 многоканального ЛЯН, состоящего из 37 параллельно расположенных лазерных кювет с полным активным объемом 16 л. При использовании смеси He-Ar-Xe ($\lambda = 2,03$ мкм) зарегистрирована энергия лазерного излучения 520 Дж при длительности импульса на половине высоты около 400 мкс (мощность генерации 1,3 МВт, $\eta_l \sim 3$ %).

Вопросы применения ЛЯН и РЛ, работающих как в непрерывном, так и в импульсном режимах, обсуждались почти во всех обзорных работах и более подробно – в специальных работах. Обзор этих публикаций содержится в монографии [1].

Область применения РЛ зависит, естественно, от его характеристик, в первую очередь, от мощности, длины волны и расходимости лазерного излучения, а также от режима и длительности работы. Для наиболее реальных в настоящее время вариантов РЛ на тонкопленочном урановом топливе полный КПД (η_{rl}) по отношению к выделившейся в АЗ ядерной энергии не превышает 0,4 %: $\eta_{rl} = \varepsilon \eta_l$, где $\varepsilon \leq 20$ % – доля от полной энергии, поглотившаяся в газовой лазерной среде, $\eta_l \leq 2$ % – эффективность преобразования поглощенной ядерной энергии в лазерное излучение. Для увеличения η_{rl} и расширения области применения РЛ необходим поиск более эффективных лазерных сред в различных диапазонах спектра и таких конструкций РЛ, в которых будет возможна более эффективная передача ядерной энергии лазерной среде.

Список литературы

1. Мельников С. П., Сизов А. Н., Синянский А. А. Лазеры с ядерной накачкой. – Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2008.
2. Bonyushkin E. K., Il'kaev R. I., Pavlovski A. I. et al. About testing experiment with targets for gain based on using of the powerful pulsed lasers pumped by γ -radiation of the underground nuclear explosion // Proc. of the Int. Conf. on Laser Interaction with Matter. – Oxford, 1994. P. 89–91.
3. Павловский А. И., Бонюшкин Е. К., Вараксин В. В. и др. Исследование характеристик мощного НФ-лазера, возбуждаемого гамма-излучением ядерного взрыва // Труды 2-й Международной конф. «Физика ядерно-возбуждаемой плазмы и проблемы лазеров с ядерной накачкой». – Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 1995. Т. 2. С. 214–218.
4. Алехин Б. В., Бонюшкин Е. К., Вараксин В. В. и др. Исследование формирователя лазерного излучения с накачкой гамма-излучением ядерного взрыва // Там же. Т. 1. С. 338–341.
5. Кривоносов В. Н., Лахтиков А. Е., Мельников С. П. и др. Газовые лазеры с ядерной накачкой // 65 лет ВНИИЭФ. Физика и техника высоких плотностей энергии. – Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2011. Вып. 2. С. 376–393.
6. Колесов В. Ф. Аперидические импульсные реакторы. – Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 1999.
7. Синянский А. А. Исследования по созданию ядерно-лазерных устройств непрерывного действия во ВНИИЭФ // Труды 2-й Международной конф. «Физика ядерно-возбуждаемой плазмы и проблемы лазеров с ядерной накачкой». – Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 1995. Т. 1. С. 16–36.
8. Воинов А. М., Довбыш Л. Е., Казакевич А. Т. и др. Инфракрасные лазеры с ядерной накачкой на переходах ArI, KrI и XeI // Письма в ЖТФ. 1979. Т. 5, № 7. С. 422–424.

9. McArthur D. A., Tollefsrud P. B. Observations of laser action in CO gas excited only by fission fragments // Appl. Phys. Lett. 1975. Vol. 26, N 4. P. 187–190.
10. Воинов А. М., Воронцов С. В., Кривонос В. Н. и др. Работы, выполненные во ВНИИЭФ, по исследованию возможности создания реактора-лазера // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика ядерных реакторов. 2007. Вып. 2. С. 19–28.
11. Магда Э. П., Погребов И. С., Путников И. С. и др. Лабораторная лазерно-реакторная установка ЛИРА // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика ядерных реакторов. 2001. Вып. 1/2. С. 39–43.
12. Дьяченко П. П. О состоянии исследований в ГНЦ РФ-ФЭИ им. А. И. Лейпунского по прямому преобразованию энергии деления ядер в энергию лазерного излучения // Труды 3-й Международной конф. «Проблемы лазеров с ядерной накачкой и импульсные реакторы». – Снежинск: РФЯЦ-ВНИИТФ, 2003. С. 5–30.
13. Bodette D. E., Neal D. R., McArthur D. A. et al. Reactor pumped laser research at the Sandia National Laboratories pulsed reactor facilities // Proc. of the Int. Embedded Topical Meeting on Physics, Safety, and Applications of Pulse Reactors. – Washington, 1994. P. 163–171.
14. Воинов А. М., Довбыш Л. Е., Кривонос В. Н. и др. Экспериментальный комплекс на основе реактора ВИР-2М для исследования лазеров с ядерной накачкой // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика ядерных реакторов. 2000. Вып. 2/3. С. 63–68.
15. Сизов А. Н. О связи пространственных неоднородностей накачки с мощностью генерации лазеров, возбуждаемых осколками деления урана // Письма в ЖТФ. 1994. Т. 20, № 9. С. 64–67.
16. Гудзенко Л. А., Яковленко С. И. Атомный реактор-лазер // Краткие сообщения по физике. 1974. Вып. 2. С. 14–15.
17. Воинов А. М., Влох Г. В., Воронцов С. В. и др. Стенд критических сборок ИКАР-С. Результаты физического пуска // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика ядерных реакторов. 2007. Вып. 2. С. 29–33.
18. Магда Э. П., Бочков А. В., Лукин А. В. и др. О предельных характеристиках импульсных газовых лазеров с ядерной накачкой // Труды 3-й Международной конф. «Проблемы лазеров с ядерной накачкой и импульсные реакторы». – Снежинск: РФЯЦ-ВНИИТФ, 2003. С. 395–403.
19. Загидулин А. В., Бочков А. В., Мироненко В. В., Софиенко Г. С. 500-джоульный лазер с ядерной накачкой // Письма в ЖТФ. 2012. Т. 38, № 23. С. 31–39.

Nuclear-Pumped Lasers – Devices with Direct Conversion of Nuclear Energy into Laser Radiation

A. M. Voinov, V. N. Krivonosov, S. P. Melnikov, A. A. Pikulev,
A. N. Sizov, A. A. Sinyanskiy

The basic stages of studies aimed at investigations of nuclear-pumped lasers and designing of nuclear-laser facilities with direct conversion of nuclear energy into laser radiation are considered. The main attention is paid to studies which were carried out in VNIIEF with help of pulsed nuclear reactors.

Томсоновское рассеяние лазерного пучка в плоском диэлектрическом волноводе

Э. Э. Лин

Методом малых возмущений в приближении физической оптики получено аналитическое решение задачи о скользящем распространении лазерного пучка в плоском диэлектрическом волноводе с учетом томсоновского рассеяния на квазисвободных электронах в поле стоячей электромагнитной волны над поверхностью идеально-го зеркала. Предложенный метод электромагнитного анализа может оказаться полезен при интерпретации данных специфических физических измерений, основанных на применении волноводов.

Введение

Согласно работе [1] распространение лазерного пучка в оптическом волокне является промежуточным процессом для передачи электрической энергии посредством лазерного излучения. Общеизвестно, что основной процесс диссипации энергии лазерного излучения в диэлектрических волноводах – это поглощение света на примесях [2]. Создание оптически высокочистых материалов, в частности тонких алмазных покрытий, кварцевых стекол и т. д., уменьшает потери, вызванные поглощением. Вместе с тем в некоторых случаях физических измерений, например рядом с мощными источниками ионизирующего излучения (ускорители элементарных частиц, ядерные реакторы и т. п.), под воздействием этих излучений часть электронов из валентной зоны материала диэлектрика волновода может перейти в зону проводимости или оказаться вблизи границы запрещенной зоны. В этом случае следует принимать во внимание рассеяние света на электронах, имеющих слабые атомные связи (квазисвободные электроны).

В данной работе предпринимается попытка аналитического рассмотрения скользящего распространения плоского параллельного монохроматического светового пучка в плоском волноводе с учетом механизма томсоновского рассеяния световой энергии на квазисвободных электронах в поле стоячей электромагнитной волны над идеальной поверхностью зеркала.

Аналитическое решение и оценки

На рисунке показана схема скользящего распространения пучка света в волноводе с толщиной h , которая гораздо больше длины волны λ ($h \gg \lambda$). Будем рассматривать томсоновское рассеяние света в отдельном акте отражения как малое возмущение отраженного светового луча. То-

гда, на первом шаге (этапе) приближения физической оптики [2], мы предполагаем, что интенсивность отраженной электромагнитной волны такая же, как и интенсивность в отсутствие рассеяния. На основании результатов работ [3, 4], связанных с идеальным отражением плоской монохроматической однородной поперечной периодической (синусоидальной) электромагнитной волны при наклонном падении на поверхность плоского зеркала, отделяющую диэлектрик от металла, можно записать следующие выражения для компонентов циркулярно поляризованной электромагнитной волны в области 3 интерференции между падающими и отраженными пучками в случае скользящего падения (при отсутствии преломленного пучка [4]):

$$\left. \begin{aligned} E_x &= -2iE_0 \sin \theta \sin(k_z z) \exp i(\omega t - k_x x), \\ H_x &= -2 \frac{n_1}{\mu_1} E_0 \sin \theta \cos(k_z z) \exp i(\omega t - k_x x), \\ E_y &= -2iE_0 \sin(k_z z) \exp i(\omega t - k_x x), \\ H_y &= 2 \frac{n_1}{\mu_1} E_0 \cos(k_z z) \exp i(\omega t - k_x x), \\ E_z &= -2iE_0 \cos \theta \cos(k_z z) \exp i(\omega t - k_x x), \\ H_z &= -2i \frac{n_1}{\mu_1} E_0 \cos \theta \sin(k_z z) \exp i(\omega t - k_x x). \end{aligned} \right\} (1)$$

Здесь E и H – напряженность электрических и магнитных полей соответственно, E_0 – амплитуда вектора напряженности электрического поля, n_1 и μ_1 – коэффициент преломления и магнитная восприимчивость, ω – частота поля, $k_x = (2\pi/\lambda)n_1 \cos \theta$, $k_z = (2\pi/\lambda)n_1 \sin \theta$ – компоненты волнового вектора, θ – угол скольжения, i – мнимая единица. Если электрический вектор поляризован перпендикулярно плоскости (xz), то фаза отраженной электромагнитной волны изменяется на угол π . Фаза отраженной электромагнитной волны не изменяется, когда электрический вектор поляризован параллельно плоскости (xz).

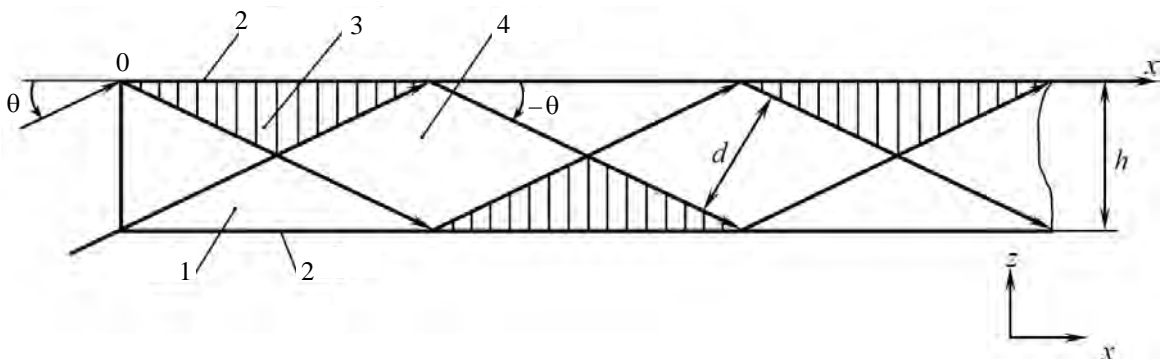


Схема скользящего распространения пучка света в волноводе: 1 – прозрачный диэлектрик; 2 – идеально отражающие металлические зеркала; 3 – область интерференции между падающим и отраженным световым лучом; 4 – область, в которой интерференция отсутствует; θ – угол скольжения; h – толщина волновода; d – ширина пучка в плоскости (xz); ось y перпендикулярна плоскости рисунка

Из выражений (1) следует, что z -компонента комплексного вектора Пойтинга [3] $\vec{S} = (c/8\pi) \left[\vec{E} \times \vec{H}^* \right]$ в области 3 является чисто мнимой величиной: $S_z = -i(c/\pi)E_0^2 \sin(k_z z) \cos(k_z z) \sin \theta$ (c – скорость света, индекс «*» обозначает комплексно-сопряженную величину). Действительная часть вектора Пойтинга вдоль оси z равна нулю: $\text{Re} S_z = 0$, т. е. нет потока энергии вдоль направления нормали к отражающей поверхности. При скользющем падении, когда $\sin \theta \rightarrow 0$, y -компонента вектора \vec{S} очень мала: $S_y = (c/8\pi)(n_1/\mu_1)4E_0^2 [\cos^2(k_z z) - \sin^2(k_z z)] \cos \theta \sin \theta \rightarrow 0$. В области интерференции существует только x -компонента вектора Пойтинга: $S_x = (c/8\pi)(n_1/\mu_1)4E_0^2$. Следовательно, электромагнитная волна (1) в области 3 интерференции подобна поверхностной и ее можно рассматривать и как бегущую вдоль оси x , и как стоячую вдоль оси z .

Естественно ввести следующие два условия задачи: 1) время взаимодействия между падающими и отраженными лучами (длительность импульса излучения) намного больше периода колебаний $T = 2\pi/\omega$; 2) линейные размеры зоны интерференции намного больше длины волны ($l, d/\sin \theta \gg \lambda$). Эти условия позволяют проводить стандартную процедуру интегрирования по времени и пространству.

Квазисвободные электроны в диэлектрике колеблются под действием электромагнитной волны и поэтому рассеивают и падающие и отраженные световые пучки. Мы рассмотрим отдельно дисперсию электромагнитной волны, которая поляризована либо перпендикулярно к плоскости (xz) (y -поляризация), либо параллельно этой плоскости (z -поляризация).

В случае y -поляризации, интегрируя по пространству ларморовское выражение $J = \frac{2}{3} \frac{1}{c^3} \frac{e^4}{m_e^2} \frac{n_1}{\mu_1} E_y E_y^*$ для потока энергии дипольного излучения свободного электрона в пространственный угол 4π (e, m_e – электрический заряд и масса электрона соответственно), можно вывести, с учетом формул (1), следующее выражение для потока полной энергии, рассеиваемого в области 3:

$$F_d = \frac{c}{2\pi} \sigma_T \frac{n_1}{\mu_1} E_0^2 N \frac{d^2 l}{4 \sin \theta \cos \theta}. \quad (2)$$

Здесь σ_T – поперечное сечение томсоновского рассеяния, N – концентрация электронов проводимости, d – ширина светового пучка в плоскости (xz), l – ширина светового пучка вдоль оси y . Уравнение баланса для потоков энергии при отсутствии лучепреломления выглядит следующим

образом: $F_i = F_r + F_d$, где $F_i = \frac{c}{8\pi} \frac{n_1}{\mu_1} E_0^2 dl$ – поток энергии падающего луча [3], F_r – поток энергии отраженного луча. Поэтому, принимая во внимание выражение (2), получаем следующую формулу для относительной интенсивности отраженной волны $F_r/F_i = 1 - F_d/F_i \equiv R$ на первом этапе приближения физической оптики:

$$R_1^y = 1 - N \sigma_T d \frac{1}{\sin \theta \cos \theta} \equiv 1 - K_1^y. \quad (3)$$

Здесь $K_1^y = N\sigma_T d \frac{1}{\sin\theta \cos\theta} \ll 1$ – эффективный (интегральный) коэффициент томсоновского рассеяния, выведенный в первом приближении. Из условия слабости возмущения, действующего на отраженный луч ($K_1^y \ll 1$), получаем ограничение значения угла скольжения $\theta \gg \arcsin(N\sigma_T d) \equiv \theta_{\min}$. В случае, когда диэлектрик смежен со средой, имеющей низкую оптическую плотность, угол скольжения должен быть меньше угла полного внутреннего отражения θ_0 : $\theta_{\min} \ll \theta < \theta_0$.

На втором этапе приближения физической оптики используется выражение для отраженного потока энергии, полученного на первом этапе: $F_r = F_i(1 - K_1^y)$. Отсюда следует, что амплитуда вектора напряженности электрического поля в отраженной волне $E_r = E_0(1 - K_1^y)^{1/2} \approx E_0[1 - (1/2)K_1^y]$. Тогда выражение для y -компонента вектора напряженности электрического поля может быть записано с учетом решения [3]:

$$E_y = -2iE_0 \sin(k_z z) \exp[i(\omega t - k_x x)] + \frac{K_1^y}{2} E_0 \exp i k_z z \exp[i(\omega t - k_x x)].$$

С учетом вышеупомянутой формулы Лармора можно вывести, что поток энергии в рассеянной волне равен

$$F_d = \frac{c}{2\pi} \sigma_T E_0^2 N \frac{d^2 l}{4 \sin\theta \cos\theta} \left(1 + \frac{K_1^y}{2}\right).$$

Отсюда следует, что относительная интенсивность R на втором этапе может выражаться как $R_2^y = 1 - K_1^y - \frac{1}{2}(K_1^y)^2$.

При использовании в последовательном порядке метода малых возмущений на следующих этапах приближения физической оптики можно вывести окончательное выражение для R в отдельном акте в области 3:

$$R_{\text{ef}}^y = 1 - \frac{K_1^y}{1 - K_1^y/2} \equiv 1 - K_{\text{ef}}^y. \quad (4)$$

Здесь эффективный коэффициент томсоновского рассеяния в стоячей волне K_{ef}^y равен сумме бесконечно убывающей геометрической прогрессии $K_1^y, (K_1^y)^2/2, (K_1^y)^3/4, \dots$

При последующих многократных отражениях в волноводе конечная относительная интенсивность параллельного луча $(F_R/F_i)_{\text{res}}$ на расстоянии X равна

$$(F_R/F_i)_{\text{res}} = (1 - K_{\text{ef}}^y)^m, \quad m = \frac{X}{h} \text{tg } \theta. \quad (5)$$

Здесь m – целое число отражений в волноводе. Остальная часть светового пучка является рассеянной.

Тем же самым способом для случая z -поляризации можно вывести следующее выражение для R в отдельном акте отражения в области 3 и для $(F_R/F_i)_{\text{res}}$ на расстоянии X :

$$R_{\text{ef}}^z = 1 - \frac{K_1^z}{1 - K_1^z/2} \equiv 1 - K_{\text{ef}}^z, \quad K_1^z = N\sigma_T d \text{ctg } \theta; \quad (F_R/F_i)_{\text{res}} = (1 - K_{\text{ef}}^z)^m. \quad (6)$$

В случае круговой поляризации можно записать

$$K_1^{\text{circ}} = \frac{K_1^y + K_1^z}{2}; \quad K_{\text{ef}}^{\text{circ}} = \frac{K_1^{\text{circ}}}{1 - K_1^{\text{circ}}/2}; \quad (F_R/F_i)_{\text{res}} = (1 - K_{\text{ef}}^{\text{circ}})^m. \quad (7)$$

Вышеупомянутые ограничения для угла скольжения выполняются в диэлектрических волноводах с концентрацией электронов проводимости $N = 10^{25} \text{ м}^{-3}$, когда $d \sim 10^{-4} \text{ м}$, $\theta \gg 10^{-7} \text{ рад}$. В частности, из полученных выражений следует, что для таких волноводов с $\theta \approx 2 \cdot 10^{-2} \text{ рад}$ полный коэффициент K_{ef} томсоновского рассеяния составляет $\sim 3 \cdot 10^{-6}$. Тогда из выражений (5)–(7) следует, что на расстояниях $X = 10^6 h - 10^7 h$ результирующая относительная интенсивность параллельного пучка может меняться в диапазоне $(F_R/F_i)_{\text{res}} \approx 0,94 - 0,52$ при $N = 10^{25} \text{ м}^{-3}$. Данные оценки не претендуют на точность, но показывают возможный диапазон изменений значений $(F_R/F_i)_{\text{res}}$ в слабо ионизированном плоском диэлектрическом волноводе.

Заключение

Выполненный электромагнитный анализ показывает, что интерпретация данных специфических физических измерений, которые основаны на скользящем распространении лазерных пучков в плоских диэлектрических волноводах, должна проводиться с учетом томсоновского рассеяния светового пучка.

Список литературы

1. Krokhin O. N. Electric energy transmission by means of laser radiation // AIP Conf. Proc. 2006. Vol. 849. P. 247–250.
2. Солимено С., Крозиньяни Б., Ди Порто П. Дифракция и волноводное распространение оптического излучения. – М.: Мир, 1989.
3. Mahan A. I. An Oblique reflection of plane uniform monochromatic periodic electromagnetic wave from plane ideal mirror surface // J. Opt. Soc. of America. 1956. Vol. 46. P. 913–920.
4. Мешков И. Н., Чириков Б. В. Электромагнитное поле. В 2-х т. – Новосибирск: Наука, 1987.

Thomson Dispersion of Laser Beam within Planar Dielectric Waveguide

E. E. Lin

An analytical solution of the task about sliding propagation of a laser beam within planar dielectric waveguide is obtained by using the method of small perturbations in approximation of physical optics allowing for Thomson dispersion on quasi-free electrons in the field of standing electromagnetic wave over ideal mirror surface. The proposed method of electromagnetic analysis could be useful for interpreting the data of specific physical measurements, which are based on application of waveguides.

Содержание

Часть 1

Раздел 1. Прикладные задачи теоретической физики

Горбатенко М. В., Незнамов В. П.

О единственности дираковской теории в искривленном и плоском пространстве-времени 6

Михайлов С. В., Тяпин А. С., Серов Б. С., Руденко В. В.

Кинетическая модель откольного разрушения материалов
в условиях высокоинтенсивного ударно-волнового воздействия 16

Гаранин С. Ф.

Высокие плотности энергии и магнитное обжатие 24

Раздел 2. Математическое моделирование физических процессов

*Алексеев А. В., Беляков И. М., Бочков А. И., Евдокимов В. В., Ириничев Е. А.,
Морозов В. Ю., Москвин А. Н., Нурждин А. А., Пепеляев М. П., Резчиков В. Ю.,
Сучкова В. В., Шагалиев Р. М., Шарифуллин Э. Ш., Шемякина Т. В., Шумилин В. А.*

Методика САТУРН-2005. Математические модели, алгоритмы и программы решения
многомерных задач переноса частиц и энергии 40

*Самигулин М. С., Спиридонов В. Ф., Воронова О. А., Данилов Ю. Ф., Шкарубский В. В.,
Тарасова А. Н., Авдеев П. А., Артамонов М. В., Величко С. В.*

Методика численного моделирования двумерных течений дисперсных сред
на лагранжево-эйлеровых расчетных сетках 58

Дерюгин Ю. Н., Козелков А. С., Лашкин С. В., Силаев Д. П., Симонов П. Г., Тятюшкина Е. С.

Реализация метода расчета вязкой несжимаемой жидкости с использованием
многосеточного метода на основе алгоритма SIMPLE в пакете программ ЛОГОС 74

Артемьева Е. В., Иванов Н. В., Малькин А. Г., Семенова Т. В.

Учет неразрешенных резонансов при решении уравнения переноса нейтронов методом
Монте-Карло 90

Иванов А. Н., Иванов Н. В.

Методика моделирования анизотропии рассеяния нейтронов в P_n -приближении 100

Чухманов Н. В., Сырова И. В., Зубанов Д. В.

Методика пересчета газодинамических величин с одной регулярной трехмерной сетки
на другую с учетом восстановленных границ раздела веществ в смешанных ячейках 116

Раздел 3. Ядерная физика, физика ядерных реакторов

Колесов В. Ф.

Истоки неточностей в реактивности, определяемой с помощью обращенного решения
уравнений кинетики 130

<i>Кошелев А. С., Хоружий В. Х.</i> Спектральные характеристики гамма-полей реакторных установок ВНИИЭФ	154
<i>Воронцов С. В., Кувшинов М. И.</i> Критические эксперименты на сборках с металлическим плутонием, выполненные в РФЯЦ-ВНИИЭФ	176
<i>Никитин И. А.</i> Некоторые вопросы проектирования исполнительных механизмов импульсных ядерных реакторов	188
<i>Абрамович С. Н., Звенигородский А. Г.</i> Методическое и аппаратное обеспечение исследования гамов-теллеровских резонансов в составном ядре	200

Раздел 4. Электрофизика

<i>Гришин А. В., Назаренко С. Т., Козачек А. В., Калашиников Д. А., Глушков С. Л., Мироньчев Б. П., Мартынов В. М., Турутин В. В. Кульдюшов Д. А., Павлов В. С., Деманов В. А., Шиханова Т. Ф., Грошева Ю. А.</i> Проект системы синхронизации электрофизической установки «Гамма-4»	210
<i>Балакин В. А., Глушков С. Л., Моисеевских М. А., Мысков Г. А., Путевской С. А.</i> Управляемый газонаполненный разрядник на рабочее напряжение 1 МВ	216
<i>Бабич Л. П., Бочков Е. И., Куцык И. М.</i> О возможности ускорения атмосферных дейтронов в канале молнии до энергий эффективного ядерного синтеза ${}^2\text{H}({}^2\text{H}, \text{n}){}^3\text{He}$	222

Раздел 5. Плазма и термоядерный синтез

<i>Бельков С. А., Воронич И. Н., Гаранин С. Г., Деркач В. Н., Левашов П. Р., Минаков Д. В., Митрофанов Е. И., Фортон В. Е.</i> Изэнтропическое расширение плазмы меди в мегабарном диапазоне давлений с использованием лазерной установки «Луч»	232
---	-----

Раздел 6. Физика лазеров

<i>Мухин А. В., Великанов С. Д., Фролов Ю. Н., Захаров Н. Г., Надежин А. С.</i> Высокоэнергетичный источник излучения ближнего и среднего инфракрасных диапазонов на основе системы «задающий генератор – усилитель Но:YAG – параметрический генератор света»	248
<i>Волков М. В., Гаранин С. Г., Долгополов Ю. В., Копалкин А. В., Куликов С. М., Синявин Д. Н., Стариков Ф. А., Сухарев С. А., Тютин С. В., Хохлов С. В., Чапарин Д. А.</i> Фазировка 7-канальной непрерывной оптоволоконной лазерной системы с помощью стохастического параллельного градиентного алгоритма	256

<i>Аксинин В. И., Анциферов С. А., Великанов С. Д., Казанцев С. Ю., Калиновский В. В., Коновалов В. В., Кононов И. Г., Михалкин В. Н., Подлесных С. В., Севрюгин И. В., Фирсов К. Н.</i> Влияние температуры газа на характеристики объемного самостоятельного разряда в рабочих смесях импульсно-периодических КИЛ	264
<i>Белов И. А., Бельков С. А., Воронич И. Н., Гаранин С. Г., Кошечкин С. В., Марков С. С., Радайкин А. М., Сизмин Д. В., Солнышкова Л. В., Стариков Ф. А.</i> Расчетные и экспериментальные исследования повышения коэффициента усиления силового усилителя установки «Луч»	268
<i>Воинов А. М., Кривоносов В. Н., Мельников С. П., Пикулев А. А., Сизов А. Н., Синянский А. А.</i> Лазеры с ядерной накачкой – устройства с прямым преобразованием ядерной энергии в лазерное излучение	288
<i>Лин Э. Э.</i> Томсоновское рассеяние лазерного пучка в плоском диэлектрическом волноводе	312

Часть 2

Раздел 7. Приборы и техника эксперимента

<i>Родигин А. В., Тетеревков А. В., Эльяш С. Л.</i> Помехоустойчивый программно-технический комплекс для испытания ЭКБ на радиационную стойкость в динамическом режиме	320
<i>Душина Л. А., Корниенко Д. С., Кравченко А. Г., Литвин Д. Н., Мисько В. В., Рукавишников А. Н., Сенник А. В., Стародубцев К. В., Тараканов В. М., Чаунин А. Е.</i> Методика исследования спектрального состава и длительности излучения, сопровождающего выход ударной волны на тыльную поверхность материалов при прямом лазерном облучении	324
<i>Кравченко А. Г., Литвин Д. Н., Мисько В. В., Сенник А. В., Стародубцев К. В., Тараканов В. М.</i> Исследование оптических характеристик лазерной плазмы фотохронографическими методами	334
<i>Корниенко Д. С., Кравченко А. Г., Литвин Д. Н., Мисько В. В., Рукавишников А. Н., Сенник А. В., Стародубцев К. В., Тараканов В. М., Чаунин А. Е.</i> Фотохронографические регистраторы для лазерного термоядерного синтеза	346

Раздел 8. Гидродинамика и реология

<i>Подурец А. М., Ткаченко М. И., Игнатова О. Н., Лебедев А. И., Игонин В. В., Раевский В. А.</i> Исследование плотности дислокаций в меди и тантале после ударного сжатия в зависимости от параметров нагружения и исходной микроструктуры	366
<i>Брагунец В. А., Кондрохина И. Н., Подурец А. М., Симаков В. Г., Терешкина И. А., Ткаченко М. И., Трунин И. Р.</i> Экспериментальное исследование и математическое моделирование откольного разрушения и компактирования алюминия	378

<i>Белов Г. В., Базаров Ю. Б., Екимчев С. Н., Жиёмбетов А. К., Кудашов А. В., Олейников И. В., Шишканов А. В., Шустова Н. И.</i> Влияние скорости ударника на параметры взрыва образцов из двух типов бризантных взрывчатых веществ	388
<i>Георгиевская А. Б., Раевский В. А.</i> Влияние профиля ударной волны на распределение размеров частиц, выброшенных со свободной поверхности металлов под действием ударной волны (расчетно-теоретические исследования)	398
<i>Ботов Е. В., Хворостин В. Н., Новиков К. П., Липшев В. Ю., Левашов П. И.</i> Испытания элементов радиоэлектронной аппаратуры на ударную стойкость не менее 20000g	410
<i>Игнатова О. Н., Раевский В. А., Целиков И. С.</i> Кинетическая модель компактирования поврежденности в средах с прочностью	420
<i>Панов К. Н., Антипов М. В., Георгиевская А. Б., Игонин В. В., Лебедева М. О., Утенков А. А., Садунов В. Д., Юртов И. В.</i> Результаты исследований процесса выброса частиц со свободной поверхности металлов под действием ударной волны	430
<i>Абакумов А. И., Абдуллин М. Ф., Вишневецкий Е. Д., Мельцас В. Ю., Орешков О. В., Портнягина Г. Ф., Сырунин М. А., Цой А. П., Чернов В. А., Ханин Д. В.</i> Взрывозащитная камера с несущей способностью до 40 кг ТЭ для протонной радиографии. Расчетно-экспериментальные исследования	442

Раздел 9. Изотопы водорода – физическая химия, безопасность, экология

<i>Юхимчук А. А., Илькаев Р. И.</i> Состояние работ по фундаментальным и прикладным исследованиям с применением трития в РФЯЦ-ВНИИЭФ	452
<i>Юхимчук А. А., Хапов А. С., Максимкин И. П., Балугев В. В., Бойцов И. Е., Вертей А. В., Гришечкин С. К., Киселев В. Г., Малков И. Л., Мусяев Р. К., Попов В. В., Ситдииков Д. Т.</i> Применение беспористой керамики из Al_2O_3 в качестве конструкционного материала устройств, работающих с тритием при повышенных температурах	464
<i>Постников А. Ю., Казаковский Н. Т., Мокрушин В. В., Царева И. А., Потехин А. А., Голубева В. Н., Потехина Ю. В., Царев М. В.</i> Исследование поверхности титановых мишеней для нейтронных генераторов	474
<i>Тихонов В. В., Юхимчук А. А., Мусяев Р. К., Гуркин А. И.</i> Исследование кинетики изотопного обмена в газовой смеси изотопов водорода при давлениях до 200 МПа с помощью спектроскопии комбинационного рассеяния света	484

Раздел 10. Материаловедение

<i>Попов Н. Н., Ларькин В. Ф., Пресняков Д. В., Аушев А. А., Сысоева Т. И., Костылева А. А., Суворова Е. Б.</i> Исследование термомеханических характеристик сплавов системы Ti – Ni – Nb с памятью формы и влияния термической обработки на них	494
<i>Попов Н. Н., Ларькин В. Ф., Пресняков Д. В., Костылева А. А., Аушев А. А., Сысоева Т. И.</i> Влияние скорости дорнования муфт, изготовленных из сплавов с памятью формы системы Ti – Ni – Nb, на герметичность и несущую способность термомеханического соединения трубопроводов	510
<i>Попов Н. Н., Ларькин В. Ф., Пресняков Д. В., Костылева А. А.</i> Влияние процесса и скорости дорнования на геометрические параметры муфт, изготовленных из сплавов с памятью формы и применяемых в термомеханических соединениях трубопроводов	524
<i>Царев М. В., Мокрушин В. В., Иванушкин Ю. С., Григорьева Д. А., Царева И. А., Юнчина О. Ю.</i> Влияние размера частиц порошка металлического ванадия на его электропроводность	534
<i>Постников А. Ю., Потемкин Г. А.</i> ДСК-исследование влияния состояния частиц бора на протекание физико-химических превращений в системе «литий – бор»	544
<i>Анфилов Н. В., Кузнецов А. А., Бережко П. Г., Тарасова А. И., Царева И. А., Мокрушин В. В., Царев М. В., Малков И. Л.</i> Применение гидридов металлов в качестве порообразователей при получении металлических пен	548

Раздел 11. Средства защиты от несанкционированных действий

<i>Николаев Д. Б., Мартынов А. П., Седаков А. В., Фомченко В. Н.</i> Анализ вариантов построения многофункциональной структуры потокового преобразования для высокоскоростных каналов связи	558
<i>Ершов Ан. А., Ведерников В. Л., Ершов Ал. А., Николаев Д. Б., Шалыгин А. М., Юрищев А. И.</i> Анализ основных методов разрушения информации с целью определения оптимального механизма	564
Авторский указатель	574

Труды РФЯЦ-ВНИИЭФ

Научно-исследовательское издание

Выпуск 21

В 2-х частях

Редактор, корректор *Н. Ю. Зимакова*
Компьютерная подготовка оригинала-макета *С. Н. Фролова*

Подписано в печать 01.11.2016 Формат 60×84/8 Печать офсетная

Усл. печ. л. 36,8 Уч.-изд. л. 26,4 Тираж 200 экз. Зак. тип. 54-2016

Отпечатано в Издательско-полиграфическом комплексе ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ»
607188, г. Саров Нижегородской обл., ул. Силкина, 23

ISBN 978-5-9515-0336-7



9 78 5 9 5 1 5 0 3 3 6 7