

# Энерговклад в газовых лазерах с ядерной накачкой на основе гелия-3

А. А. Пикулев

*Проведено расчетное исследование величины и распределения энерговклада в цилиндрических кюветах лазеров с ядерной накачкой, возбуждаемых продуктами ядерной реакции  ${}^3\text{He}(n, p){}^3\text{H}$ . Приведены результаты расчетов распределения энерговклада для трех различных распределений нейтронов по энергиям, а также распределения энерговклада по внутреннему объему лазерной кюветы при начальных давлениях гелия-3 1 и 2 атм.*

## Введение

Одним из способов накачки газовых лазеров с ядерной накачкой [1] является использование кинетической энергии продуктов ядерной реакции  ${}^3\text{He}(n, p){}^3\text{H}$ . Генерация в смесях гелия-3 с Ag, Kr, Xe, Ne, Zn, Cd и Cl была получена в видимой и ИК областях спектра при использовании в качестве нейтронных источников импульсных ядерных реакторов [2]. Основным компонентом газовой смеси является гелий-3, а концентрация лазерной компоненты составляет 1–10 %.

При исследовании лазеров с ядерной накачкой на основе гелия-3 возникает задача определения величины и распределения энерговклада, производимого продуктами реакции  ${}^3\text{He}(n, p){}^3\text{H}$ . Данная задача распадается на две части: 1) определение распределения количества реакций  ${}^3\text{He}(n, p){}^3\text{H}$  по внутреннему объему кюветы и 2) определение распределения энерговклада, создаваемого протонами и тритонами, тормозящихся в гелии-3 (или смеси газов и паров металлов с гелием-3).

Расчеты энерговклада на основе реакции  ${}^3\text{He}(n, p){}^3\text{H}$  были проведены в работах [3, 4]. В этих работах предполагалось, что спектр нейтронов является моноэнергетическим, а плотность гелия-3 однородно распределена по внутренней области кюветы. Кроме того, при проведении расчетов использовались сильно упрощенные законы торможения протона и тритона и квадратные формулы низкой точности.

В настоящей работе сделана попытка устранить вышеуказанные недочеты. В частности, приведенные в данной работе выражения для распределения плотности реакций  ${}^3\text{He}(n, p){}^3\text{H}$  и энерговклада во внутренней области кюветы справедливы для произвольного осесимметричного распределения плотности гелия-3 и для любого заданного спектра нейтронов. Для законов торможения протона и тритона при проведении расчетов использовались экспериментальные данные.

В качестве приложения представлены результаты расчетов распределения энерговклада для трех различных распределений нейтронов по энергиям: 1) тепловые моноэнергетические нейтроны с энергией 0,0252 эВ; 2) распределение Максвелла с температурой нейтронов 293 К; 3) спектр нейтронов реактора ВИР-2М [2, 5] в полусферическом канале. Для случая тепловых моноэнергетических нейтронов проведено сравнение с результатами работы [3]. Приведены распределения энерговклада по внутреннему объему нагревной кюветы, специально разработанной для исследования лазеров на парах металлов с ядерной накачкой на реакторе ВИР-2М [5], при начальных давлениях гелия-3 1 и 2 атм.

### Распределение количества реакций ${}^3\text{He}(n, p){}^3\text{H}$

Рассмотрим задачу определения потока нейтронов во внутренних точках длинной цилиндрической кюветы, заполненной гелием-3. Геометрия задачи представлена на рис. 1. При прохождении нейтронов через гелий-3 основными процессами являются захват нейтронов ядрами гелия-3 и деление последнего на протон и тритон, причем кинетическая энергия протона составляет 0,57 МэВ, а тритона – 0,19 МэВ [6]. Если энергия нейтронов не превосходит 1 кэВ, ее вкладом в кинетическую энергию протона и тритона можно пренебречь, а диаграмму направленности разлета продуктов реакции  ${}^3\text{He}(n, p){}^3\text{H}$  считать изотропной. Поток нейтронов также считаем изотропным (это полностью справедливо для максвелловских нейтронов и частично для нейтронов в фермиевской части спектра). Рассеянием и замедлением нейтронов в гелии-3, в связи с малыми сечениями этих процессов по сравнению с сечением ядерной реакции  $(n, p)$ , пренебрегаем [6].

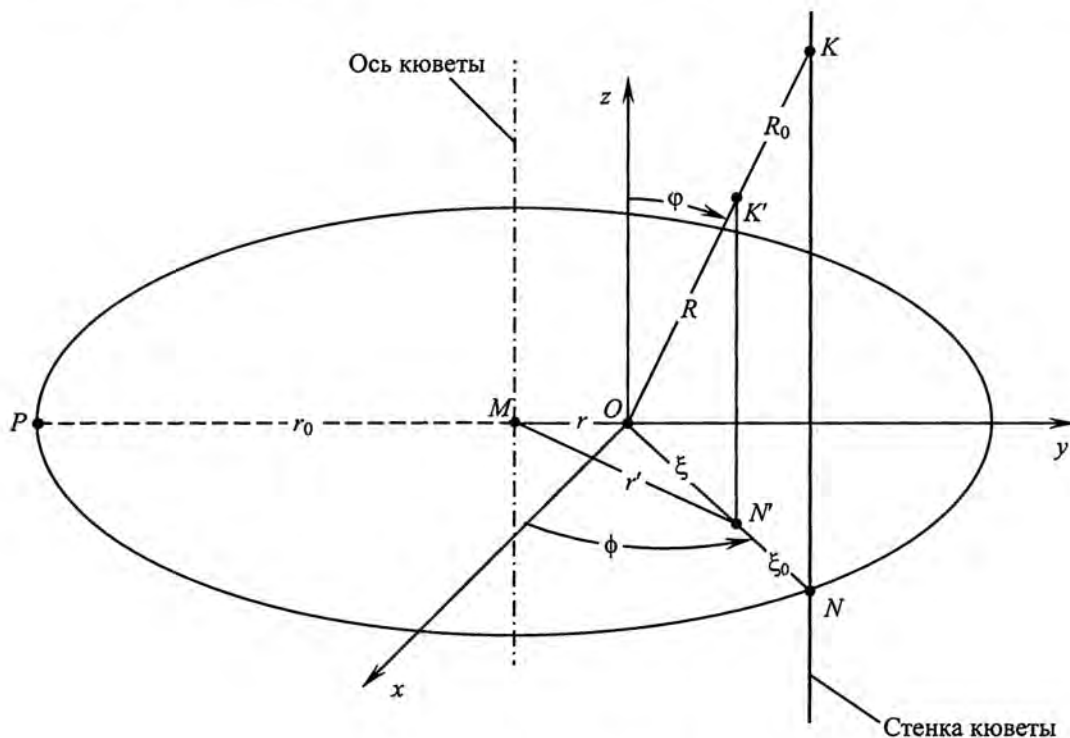


Рис. 1. Геометрия задачи

В сферическом угле  $d\Omega$  точки  $O$ , расположенной на расстоянии  $r$  от оси кюветы, достигает следующая доля нейтронов

$$\frac{dN(E)}{N(E)} = \frac{d\Omega}{4\pi} \exp\left\{-\int_0^{R_0} \sigma_p(E) \rho(R) dR\right\}, \quad \sigma_p = \frac{\sigma N_A}{M}, \quad (1)$$

где  $\sigma_p(E)$ ,  $\sigma(E)$  – удельное и обычное дифференциальное сечение реакции  ${}^3\text{He}(n, p){}^3\text{H}$ ;  $\rho$  – плотность гелия-3;  $R_0$  – расстояние, пройденное нейтронами;  $N_A$  – число Авогадро;  $M$  – молярная масса гелия-3. Сечение захвата ядром гелия-3 нейтронов с энергией 0,0252 эВ составляет 5500 барн

[6, 7]. Пробег нейтрона с энергией  $E$  в гелии-3 с однородной плотностью  $\rho$  можно определить по формуле  $L_n(E) = 1/\sigma_p(E)\rho$ . Для нормальных условий пробег нейтрона с энергией 0,0252 эВ в гелии-3 составляет 6,8 см.

Из формулы (1) получаем следующее соотношение для спектральной плотности потока нейтронов во внутренней точке кюветы  $O$

$$\Phi(r, E) = \int_{\Omega} \frac{f_0(\Omega, E)}{4\pi} \exp\{-\sigma_p(E)R_0\langle\rho\rangle_{R_0}\} d\Omega, \quad \langle\rho\rangle_{R_0} = \frac{1}{R_0} \int_0^{R_0} \rho(R) dR, \quad (2)$$

где  $f_0(\Omega, E)$  – спектральная плотность потока нейтронов от внешнего источника;  $\langle\rho\rangle_{R_0}$  – среднее на отрезке  $R_0$  значение плотности гелия-3. Для средней плотности и расстояния  $R_0$  имеем следующие выражения:

$$\left. \begin{aligned} \langle\rho\rangle_{R_0} &= \frac{1}{R_0} \int_0^{R_0} \rho(R) dR = \frac{1}{R_0} \int_0^{\xi_0} \rho(\xi) d\xi = \langle\rho\rangle_{\xi_0}; \\ R_0 &= \frac{\xi_0}{\sin\phi}, \quad \xi_0 = (r_0^2 - \{r \cos\phi\}^2)^{1/2} - r \sin\phi, \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

где  $r_0$  – радиус кюветы;  $\xi_0$  – расстояние от точки  $O$  до стенки кюветы.

В случае изотропного внешнего источника нейтронов имеем

$$\Phi(r, z, E) = \frac{\Phi_0 F(E) \eta(z)}{\pi} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} d\phi \int_0^1 d\mu \exp\left\{-\frac{\sigma_p(E) \xi_0 \langle\rho\rangle_{\xi_0}}{(1-\mu^2)^{1/2}}\right\}, \quad (4)$$

где  $\mu = \cos\phi$ ;  $\eta(z)$  – относительное распределение внешнего потока нейтронов вдоль оси  $Oz$ ;  $\Phi_0$  – максимальное значение плотности внешнего потока нейтронов.

Плотность ядерных реакций ( $n, p$ ) в точке  $O$  можно найти по следующей формуле:

$$n(r, z) = \frac{\rho(r, z) \eta(z) \Phi_0}{\pi} \int_0^{\infty} dE \int_{-\pi/2}^{\pi/2} d\phi \int_0^1 d\mu \sigma_p(E) F(E) \exp\left\{-\frac{\sigma_p(E) \xi_0 \langle\rho\rangle_{\xi_0}}{(1-\mu^2)^{1/2}}\right\}, \quad (5)$$

где  $F(E)$  – функция распределения нейтронов по энергиям. Для удобства проведения расчетов перейдем в формуле (5) к безразмерным переменным. Для этого введем следующие величины:

$$L_{th} = \frac{1}{\rho_0 \sigma_p^{th}}; \quad \alpha(E) = \frac{\sigma_p(E)}{\sigma_p^{th}} = \frac{\sigma(E)}{\sigma_{th}}, \quad (6)$$

где  $L_{th}$  – длина пробега теплового нейтрона в гелии-3 с плотностью  $\rho_0$ ;  $\alpha(E)$  – отношение сечений реакции ( $n, p$ ) при энергиях нейтрона  $E$  и 0,0252 эВ. Все расстояния будем обезразмеривать на длину  $L_{th}$ , плотность газа – на среднюю плотность  $\rho_0$ :  $\xi = L_{th} \bar{\xi}$ ,  $\rho = \rho_0 \bar{\rho}$  (черта сверху обозначает безразмерную величину).

Имеем следующее выражение для распределения плотности реакций  ${}^3\text{He}(n, p){}^3\text{H}$

$$n(r, z) = \frac{\Phi_0}{L_{th}} f(r, z), \quad f = \frac{\bar{\rho} \eta(z)}{\pi} \int_0^{\infty} dE \int_{-\pi/2}^{\pi/2} d\phi \int_0^1 d\mu \alpha(E) F(E) \exp\left\{-\frac{\alpha(E) \bar{\xi}_0 \langle\bar{\rho}\rangle_{\bar{\xi}_0}}{(1-\mu^2)^{1/2}}\right\}, \quad (7)$$

где  $f$  – безразмерный фактор распределения плотности ядерных реакций ( $n, p$ ). Если все нейтроны относятся к одной группе, например являются тепловыми с энергией 0,0252 эВ, то формула (7) принимает вид ( $\Phi_{th}$  – внешний поток тепловых нейтронов)

$$n_{th}(r, z) = \frac{\Phi_{th}}{L_{th}} f_{th}(r, z), \quad f_{th} = \frac{\bar{\rho}\eta(z)}{\pi} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} d\phi \int_0^1 d\mu \exp\left\{-\frac{\bar{\xi}_0 \langle \bar{\rho} \rangle_{\bar{\xi}_0}}{(1-\mu^2)^{1/2}}\right\}. \quad (8)$$

Отметим, что частный случай формулы (8) для однородного распределения плотности гелия-3 впервые был получен в работе [3].

### Энерговклад

Рассмотрим энерговклад продуктами ядерной реакции  ${}^3\text{He}(n, p){}^3\text{H}$ . В некоторой точке во внутренней области кюветы энерговклад можно найти по формуле [8]

$$q = -(\nabla, \mathbf{P}), \quad (9)$$

где  $\mathbf{P}$  – плотность потока энергии. Поток энергии, создаваемый в точке  $O$  точечным источником объема  $dV$ , расположенным в точке  $K'$ , равен (см. рис. 1)

$$d\mathbf{P} = -\frac{\mathbf{e}_R n E(l)}{4\pi R^2} dV, \quad (10)$$

где  $\mathbf{e}_R$  – единичный вектор в направлении отрезка  $R$ ;  $E(l)$  – зависимость энергии частицы от безразмерного пробега  $l$ . Формула (10) верна в предположении, что траектории тормозящихся частиц являются прямыми линиями. Справедливость этого предположения связана с тем, что протоны и тритоны интересующих нас энергий замедляются посредством неупругих соударений с атомными электронами [6], поэтому испытывают рассеяние лишь на незначительные углы.

Для неоднородного распределения плотности пробег  $l$  можно найти по формуле

$$l(R) = \frac{1}{L\rho_0} \int_0^R \rho(R') dR' = \frac{R\langle \rho \rangle_R}{L\rho_0} = \frac{\xi\langle \rho \rangle_\xi}{L\rho_0 \sin \phi}, \quad (11)$$

где  $L$  – пробег протона или тритона в гелии-3 с плотностью  $\rho_0$ . Связь между расстояниями  $r'$ ,  $R$  и  $\xi$  выражается следующими соотношениями:

$$\left. \begin{aligned} \xi &= R \sin \phi, \quad r'^2 = r^2 + \xi^2 + 2r\xi \sin \phi; \\ \xi &= (r'^2 - \{r \cos \phi\}^2)^{1/2} - r \sin \phi. \end{aligned} \right\} \quad (12)$$

Проводя интегрирование в формуле (10) по всему внутреннему объему кюветы и используя соотношения (12), получаем выражение

$$q = -\frac{\rho}{\pi L\rho_0} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} d\phi \int_0^{\pi/2} d\varphi \int_0^{\xi_0} n(r') \frac{dE}{dl} d\xi. \quad (13)$$

Для удобства вычислений приведем полученные формулы к безразмерному виду. Расстояния будем обезразмеривать на пробег теплового нейтрона  $L_{th}$  в гелии-3 с однородной плотностью

$\rho_0$ , плотность – на среднюю плотность в кювете  $\rho_0$ , а энергию тритона или протона – на их начальную энергию  $E_0$ . Введем следующие параметры (индекс  $p$  – протон,  $t$  – тритон)

$$\beta_p = \frac{L_p}{L_{th}}; \quad \beta_t = \frac{L_t}{L_{th}}; \quad l_p = \frac{\bar{\xi}(\bar{\rho})\bar{\xi}}{\beta_p}; \quad l_t = \frac{\bar{\xi}(\bar{\rho})\bar{\xi}}{\beta_t}, \quad (14)$$

где  $\beta_p, \beta_t$  – относительный пробег протона и тритона;  $L_p, L_t$  – пробег протона и тритона в гелии-3 с однородной плотностью  $\rho_0$ ;  $l_p, l_t$  – пробег протона и тритона.

Если ввести безразмерный фактор энерговклада

$$f_q^{p,t} = -\frac{\bar{\rho}}{\pi} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} d\phi \int_0^{\pi/2} d\varphi \int_0^{\bar{\xi}_0} f \frac{dE_{p,t}(l_{p,t})}{dl} d\bar{\xi}, \quad (15)$$

то для суммарного энерговклада, производимого протонами и тритонами, получаем следующее выражение:

$$q = \Phi_0 \left\{ \frac{E_0^p}{L_p} f_q^p + \frac{E_0^t}{L_t} f_q^t \right\}. \quad (16)$$

Из формул (7), (15), (16) видно, что для двух цилиндрических кювет с радиусами  $r_{1,2}$  и длиной  $L_{1,2}$  в случае геометрического подобия распределений плотности гелия-3 и внешнего потока нейтронов (т. е. при выполнении соотношений  $\rho_1(r/r_1, z/L_1) = \rho_2(r/r_2, z/L_2)$ ,  $\eta_1(z/L_1) = \eta_2(z/L_2)$ ) и при выполнении равенства  $p_1 r_1 = p_2 r_2$ , где  $p_{1,2}$  – давление гелия-3 выполняется следующее соотношение подобия:

$$q_2 \left\{ \frac{r}{r_2}, \frac{z}{L_2} \right\} = \frac{p_2 \Phi_2}{p_1 \Phi_1} q_1 \left\{ \frac{r}{r_1}, \frac{z}{L_1} \right\}, \quad (17)$$

где  $q_{1,2}$  – распределение энерговклада;  $\Phi_{1,2}$  – максимальная плотность потока нейтронов в первой и второй кювете соответственно. Формула (17) позволяет сократить объем вычислений при расчетах энерговклада в кюветах различных размеров.

### Результаты расчетов

Расчеты распределения энерговклада проводились для следующих трех спектральных распределений нейтронов: 1) моноэнергетические нейтроны с энергией 0,0252 эВ; 2) тепловые нейтроны с температурой 293 К; 3) нейтронный спектр реактора ВИР-2М в полусферическом канале (ПСК) [2, 5].

Для моноэнергетических нейтронов функция распределения имеет вид дельта-функции Дирака  $F_{th} = \delta(E - E_{th})$ , где  $E_{th} = 0,0252$  эВ.

Распределение Максвелла по энергиям имеет вид [9]

$$F_M = \frac{2\pi\sqrt{E}}{(\pi kT)^{1,5}} \exp\left\{-\frac{E}{kT}\right\}, \quad (18)$$

где  $k$  – постоянная Больцмана;  $T$  – температура. Ниже полагаем, что температура нейтронов составляет 293 К, что в энергетической шкале составляет 0,0252 эВ.

Экспериментальное относительное распределение нейтронов по группам в полусферическом канале реактора ВИР-2М приведено на рис. 2 [2, 5]. Видно, что на долю тепловых нейтронов (энергия до 0,215 эВ) приходится около 4,8 % от общего числа нейтронов. Значительная доля нейтронов (более 60 %) приходится на область энергий от 0,1 до 10 МэВ – "хвост" из быстрых нейтронов, которые не были замедлены в реакторе.

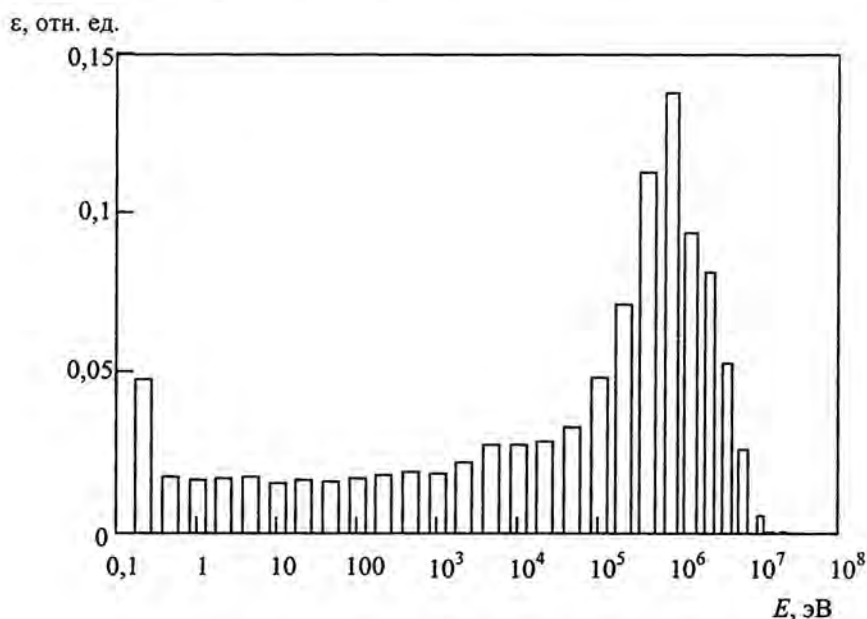


Рис. 2. Распределение нейтронов реактора ВИР-2М в ПСК по группам [2, 5]

На рис. 3 в области энергий от  $10^{-6}$  до  $10^3$  эВ представлены все три вышеприведенных спектра, а также фермиевский спектр нейтронов. Из рисунка видно, что спектр реактора ВИР-2М в ПСК в рассматриваемой энергетической области с хорошей точностью является комбинацией спектра ферми вида  $E_f = 0,022/E$  и максвелловского спектра с энергией нейтронов 0,032 эВ (температура 370 К). Смещение максимума распределения Максвелла в более высокоэнергетическую область связано с "притоком" замедляющихся нейтронов из фермиевской области спектра, что является хорошо известным эффектом, наблюдающимся при замедлении нейтронов [9].

Расчеты показывают, что в случае  $r_0/L_{th} = 1$  первые 12 групп нейтронов спектра реактора ВИР-2М в ПСК (энергия до 1 кэВ) совершают 99,4 % от всех ядерных реакций  ${}^3\text{He}(n, p){}^3\text{H}$ . Вклад от "хвоста" быстрых нейтронов (энергия от 0,1 до 10 МэВ) не превосходит 0,1 %. Таким образом, ограничение энергии нейтронов значением 1 кэВ для  $r_0/L_{th} \leq 1$  вносит погрешность не более 1 %.

Для абсолютной калибровки спектров нейтронов обычно используют результаты активационных измерений с помощью урановых или медных индикаторов [10]. Так, по измерениям активации медных индикаторов в каналах нагревной кюветы, которая была разработана для исследования лазеров с ядерной накачкой на парах металлов на реакторе ВИР-2М [5], максимальный флюенс нейтронов (в центре кюветы) в пересчете на тепловые моноэнергетические нейтроны

составляет  $1,3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$ . Это эквивалентно плотности потока тепловых нейтронов в максимуме реакторного импульса  $\Phi_{th} = 4,2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ .

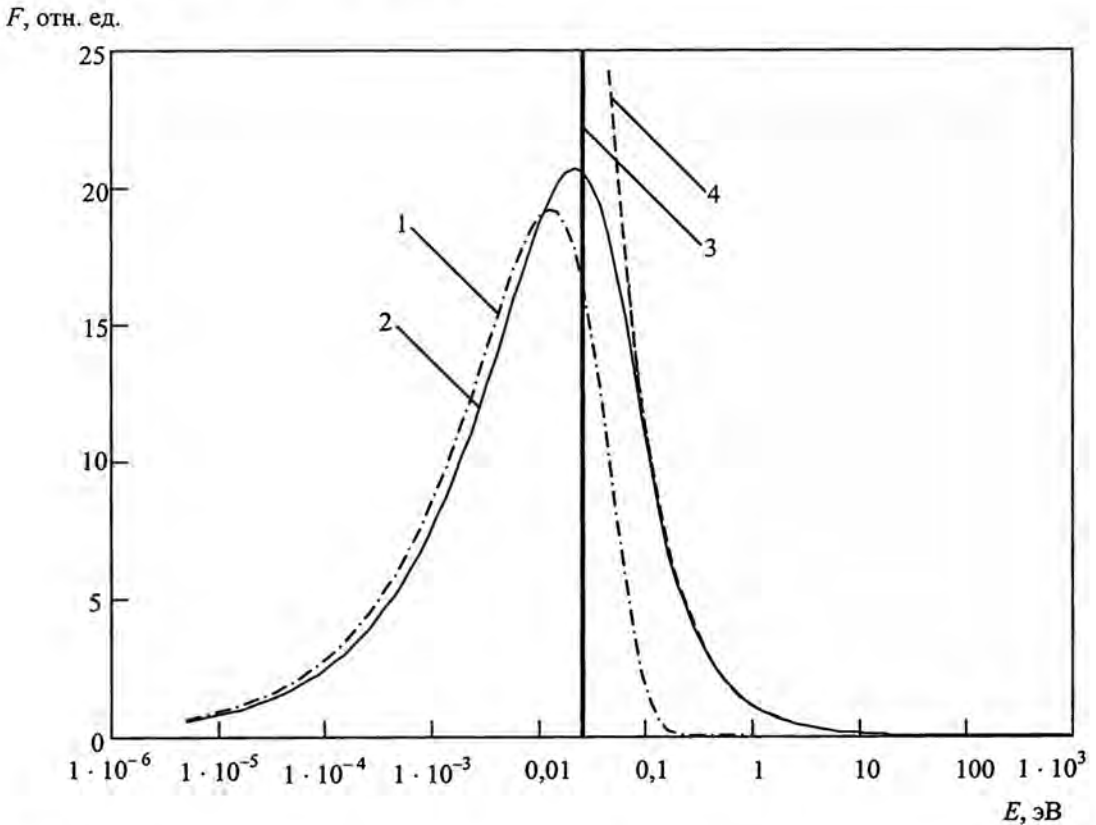


Рис. 3. Спектр Максвелла с температурой нейтронов 293 К (1); спектр нейтронов реактора ВИР-2М в ПСК (2) (увеличено в 50 раз); тепловые моноэнергетические нейтроны с энергией 0,0252 эВ (3); распределение Ферми  $0,022/E$  (4) (увеличено в 50 раз)

Предполагая, что для всех трех рассматриваемых спектров нейтронов активация медных индикаторов одинакова, имеем следующие соотношения:

$$\left. \begin{aligned} \sigma_{Cu}^{th} \Phi_{th} &= \langle \sigma_{Cu} \rangle_M \Phi_M = \langle \sigma_{Cu} \rangle_R \Phi_R; \\ \langle \sigma_{Cu} \rangle_M &= \int_0^{\infty} \sigma_{Cu}(E) F_M(E) dE, \quad \langle \sigma_{Cu} \rangle_R = \int_0^{\infty} \sigma_{Cu}(E) F_R(E) dE, \end{aligned} \right\} \quad (19)$$

где  $\langle \sigma_{Cu} \rangle_M$ ,  $\langle \sigma_{Cu} \rangle_R$  – среднее по максвелловскому спектру и по спектру реактора ВИР-2М в ПСК сечение реакции  $^{63}\text{Cu}(n, \gamma)^{64}\text{Cu}$ . Результаты расчетов показывают, что  $\langle \sigma_{Cu} \rangle_M = 5,078$  барн,  $\langle \sigma_{Cu} \rangle_R = 0,234$  барн, для тепловых моноэнергетических нейтронов имеем  $\sigma_{Cu}^{th} = 4,5$  барн [6, 7]. Из формул (19) получаем:  $\Phi_M / \Phi_{th} = 0,881$ ,  $\Phi_R / \Phi_{th} = 16,21$ .

При проведении расчетов использовались экспериментальные данные по торможению протонов в гелии-4 [6]. Поскольку при энергии меньше 2 МэВ потери энергии протонов определяются только количеством атомных электронов, тормозные способности гелия-4 и гелия-3 практически совпадают [6]. Для определения пробега тритона было учтено, что при прохождении одинаковых толщин вещества протоны, дейтроны и тритоны с одной и той же скоростью теряют одно и то же количество энергии. Связь между пробегом протона и тритона в зависимости от начальной энергии выражается следующим соотношением [6]:

$$L_t(E_t) = \frac{m_t}{m_p} L_p \left\{ \frac{m_p}{m_t} E_t \right\} \approx 3L_p \left\{ \frac{E_t}{3} \right\}, \quad (20)$$

где  $m_p$ ,  $m_t$  – масса протона и тритона.

При вычислении распределения энерговклада рассматривалось 100 групп нейтронов в энергетическом диапазоне от 0 до 1 кэВ. Распределение энергии нейтронов по группам задавалось с помощью логарифмического закона. Интервалы интегрирования  $(0, R)$ ,  $(0, \xi)$  и  $(0, \phi)$  разбивались на 100 равных частей. Для вычисления интегралов (7), (8), (15) использовалась формула Симпсона, распределение количества ядерных реакций  ${}^3\text{He}(n, p){}^3\text{H}$  и плотности гелия-3 в промежуточных точках определялось с помощью параболической интерполяции. Результаты расчетов на сетке с вдвое большим числом узлов по всем координатам показали, что для вышеприведенных параметров относительная погрешность расчета энерговклада не превосходит 0,1 %.

Результаты расчетов распределения энерговклада для радиуса кюветы  $r_0 = 1$  см и давлений гелия-3 от 1 до 10 атм представлены на рис. 4 (спектр Максвелла и спектр реактора ВИР-2М в ПСК) и рис. 5 (тепловые моноэнергетические нейтроны). Плотность потока в пересчете на тепловые нейтроны во всех случаях составляет  $\Phi_{th} = 10^{15} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ . Из рисунков видно, что различие между величинами энерговклада, рассчитанными по различным спектрам нейтронов, достигает 100 % и возрастает с увеличением давления. Отметим, что даже в случае теплового моноэнергетического и максвелловского спектров нейтронов при высоких давлениях гелия-3 различие достаточно велико и достигает 20 %. При давлениях ниже 1 атм результаты расчетов для всех трех спектров дают близкие значения, различающиеся не более чем на 6 %.

На рис. 5 для сравнения приведены результаты расчетов для тепловых моноэнергетических нейтронов, взятые из работы [3]. Из рис. 5 видно, что результаты работы [3] дают значения энерговклада на 10–15 % выше, чем наши расчеты.

Расчеты распределения энерговклада в первом канале нагревной кюветы проводились для максвелловских нейтронов. При проведении расчетов было принято:  $r_0 = 1$  см – радиус кюветы;  $L = 120$  см – длина кюветы;  $\Phi_{th} = 4,2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$  – плотность потока нейтронов в центре кюветы в максимуме импульса реактора ВИР-2М (в пересчете на тепловые моноэнергетические нейтроны).

На рис. 6 приведено относительное распределение плотности гелия-3 и плотности потока нейтронов по длине каналов нагревной кюветы [5]. Из рисунка видно, что плотность в первом канале в центральной области кюветы составляет около 0,8, а на торцах – около 1,5 от средней плотности. Для второго канала эти цифры составляют 0,7 и 2 соответственно. Распределение плотности потока нейтронов по длине обоих каналов приблизительно одинаково, максимум достигается в центре каналов, а на торцах плотность потока нейтронов в 6–8 раз ниже, чем в центре.



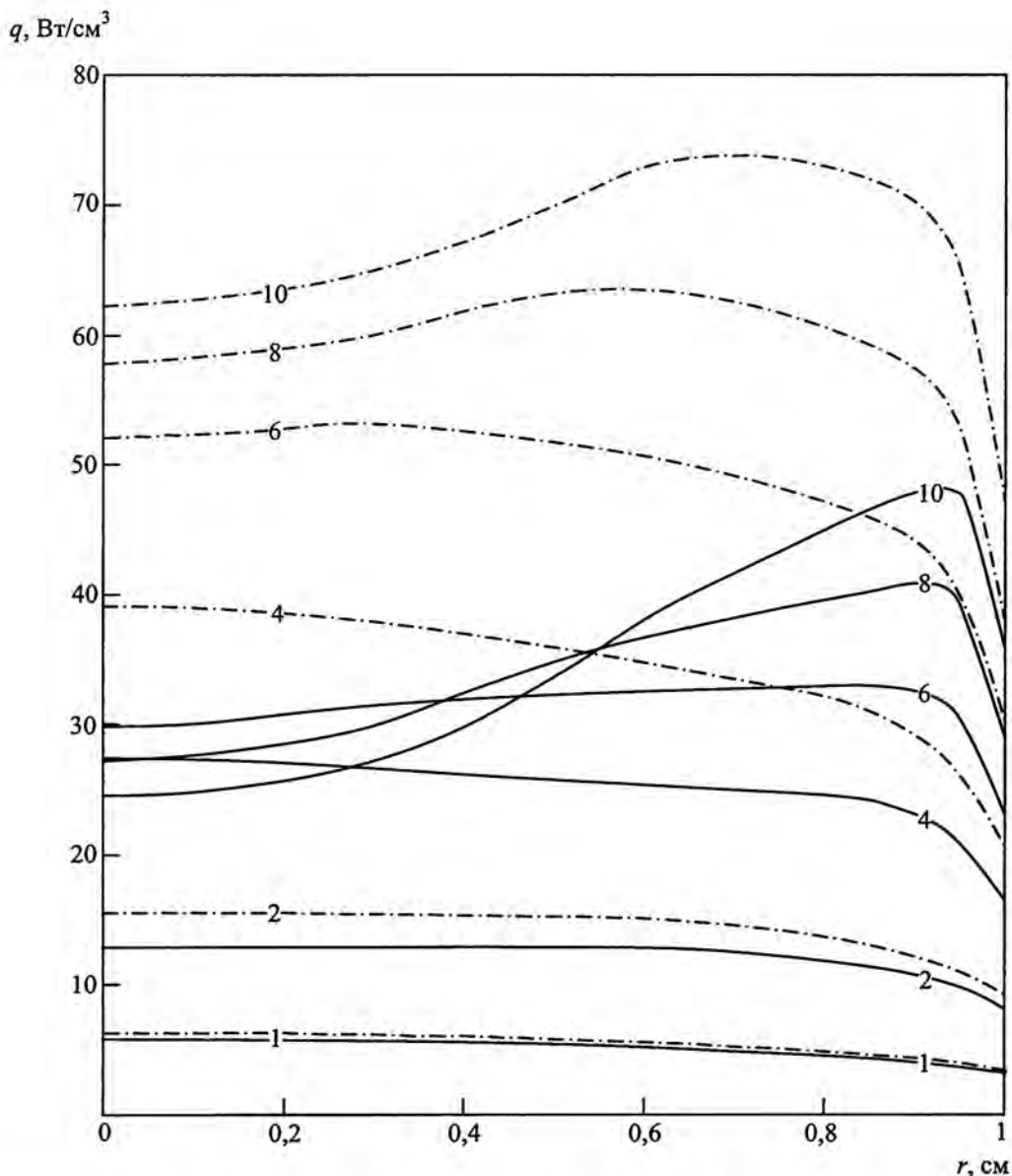


Рис. 4. Распределение энерговклада по радиусу цилиндрической кюветы в зависимости от давления гелия-3: радиус кюветы 1 см, поток нейтронов в пересчете на тепловые  $\Phi_{th} = 10^{15} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ ; спектр Максвелла с температурой 293 К (сплошная линия); спектр реактора ВИР-2М в ПСК (штрихпунктирная линия)

Распределение энерговклада вдоль оси первого канала приведено на рис. 7,а (давление гелия-3 1 атм) и рис. 7,б (давление гелия-3 2 атм). Для второго канала результаты аналогичные, поэтому здесь не приводятся. На рисунках представлены распределения энерговклада по длине канала на расстояниях 0; 2,5; 5; 7,5 и 10 мм от центра кюветы. Толстой линией отмечено среднее по сечению кюветы значение энерговклада. Максимум энерговклада достигается в центральном сечении кюветы на ее оси и для начального давления гелия-3 1 атм составляет около  $23 \text{ Вт/см}^3$ ,

а для давления 2 атм –  $55 \text{ Вт/см}^3$ . У боковой стенки канала, по сравнению с центром, энерговыделен падает в полтора-два раза, а при удалении от центрального сечения кюветы к торцам – в три раза.

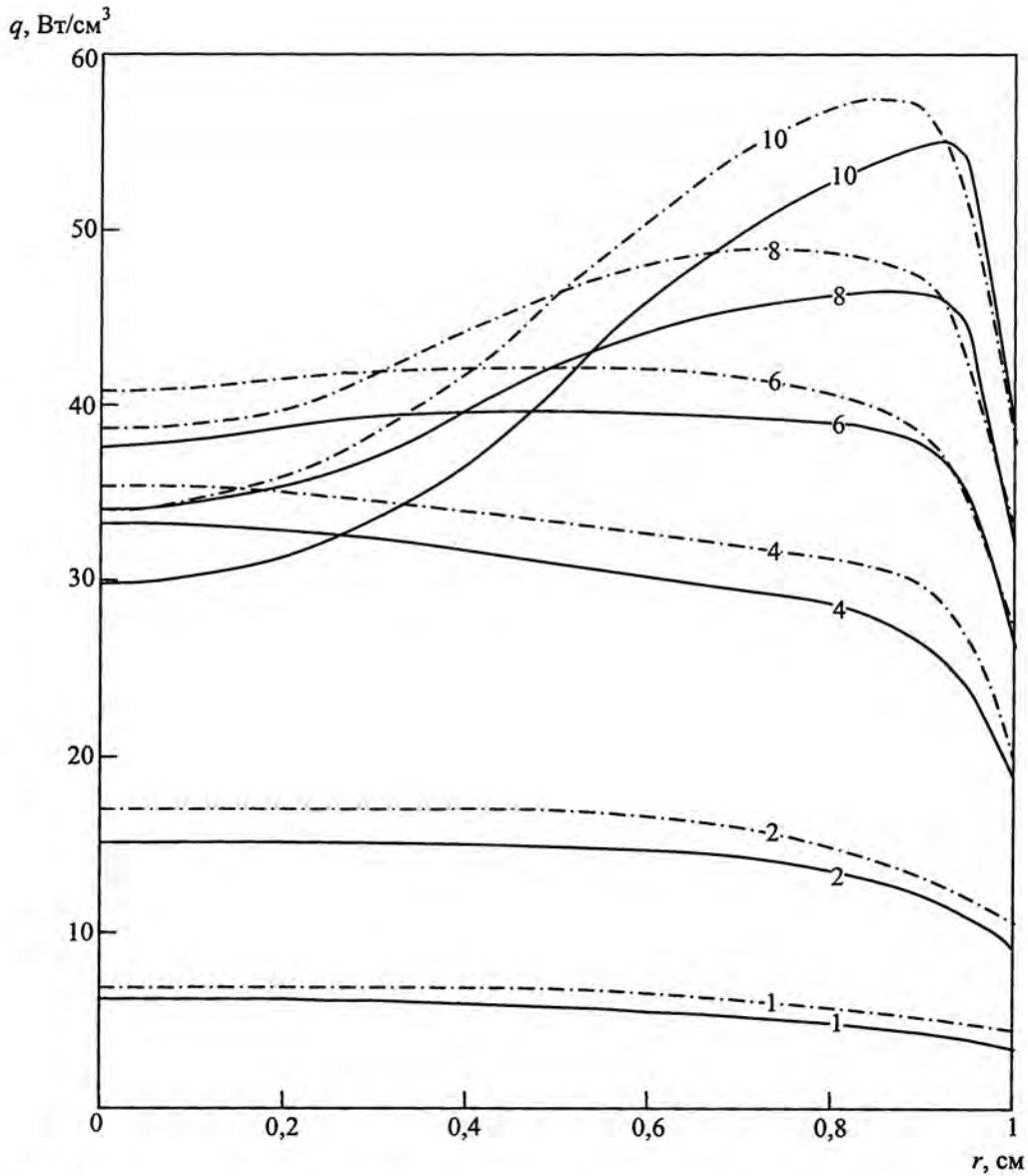


Рис. 5. Распределение энерговыклада по радиусу цилиндрической кюветы в зависимости от давления гелия-3: радиус кюветы 1 см, поток тепловых нейтронов  $\Phi_{th} = 10^{15} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ ; наши расчеты (сплошная линия); результаты работы [3] (штрихпунктирная линия)

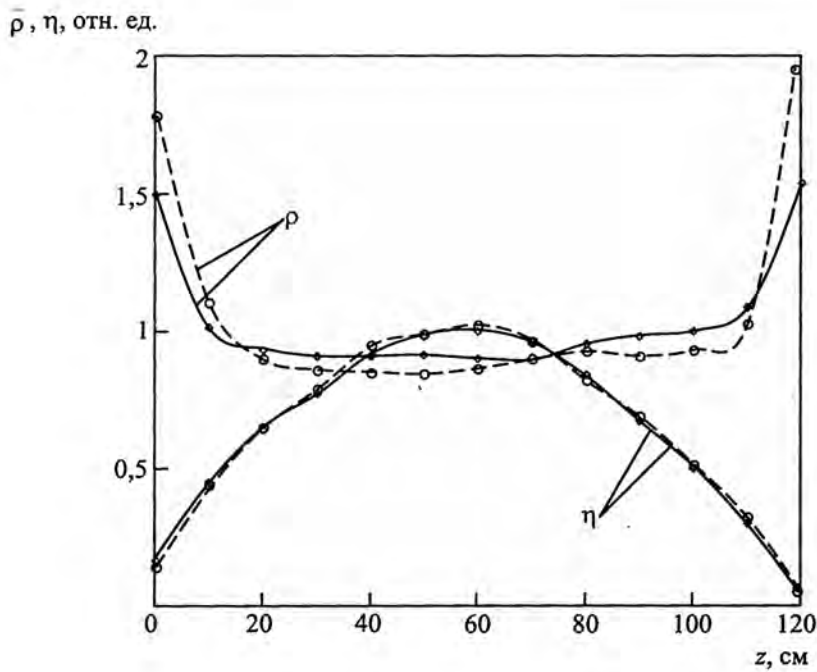


Рис. 6. Распределение относительной плотности  $\bar{\rho}$  и плотности потока нейтронов  $\eta$  по длине каналов нагревной кюветы: сплошная линия – первый канал; штриховая линия – второй канал

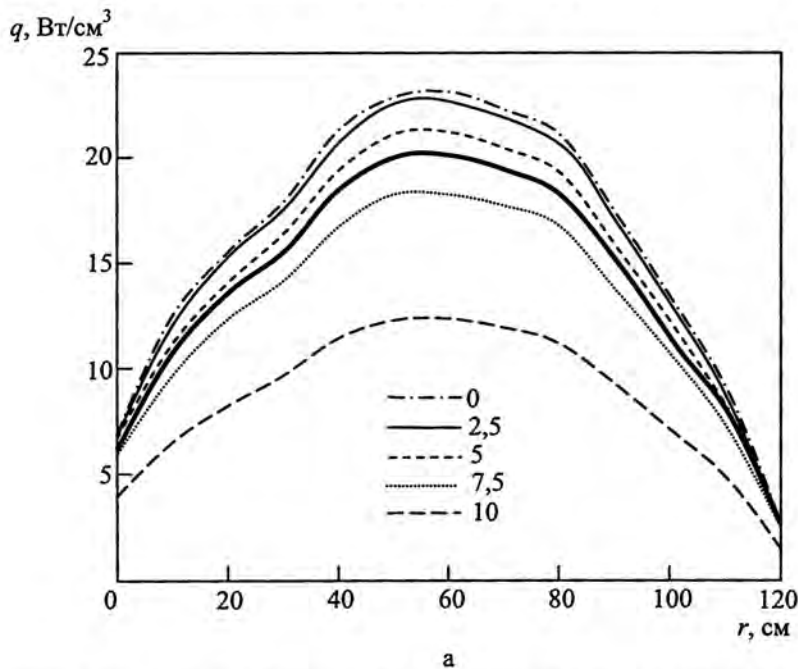
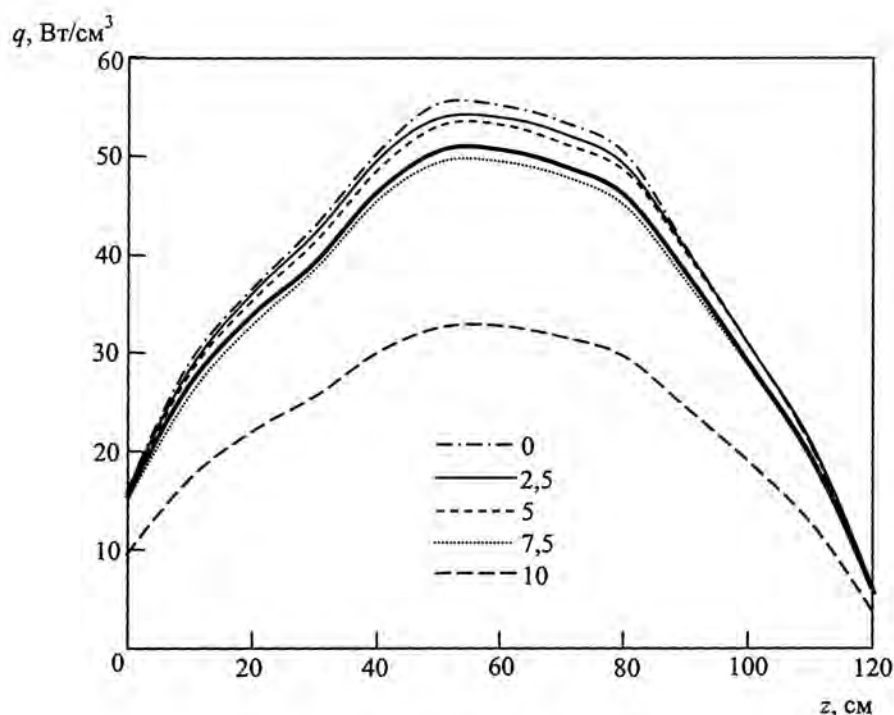


Рис. 7. Распределение энерговклада по длине и радиусу первого канала нагревной кюветы для максвелловского спектра нейтронов: поток нейтронов в пересчете на тепловые  $\Phi_{th} = 4,2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ ; а – давление гелия-3 1 атм; б – давление гелия-3 2 атм; толстая линия – среднее значение энерговклада по сечению кюветы (у кривых расставлены расстояния от оси кюветы в мм) (см. также с. 173)



б

Рис. 7. Окончание

### Заключение

В данной работе получены выражения для распределения плотности реакций  ${}^3\text{He}(n, p){}^3\text{H}$  и энерговклада во внутренней области цилиндрической кюветы, справедливые для произвольного осесимметричного распределения плотности гелия-3 и для любого заданного спектра нейтронов. Расчеты энерговклада проводились для трех спектральных распределений нейтронов: 1) тепловые моноэнергетические нейтроны, 2) распределение Максвелла и 3) спектр нейтронов реактора ВИР-2М в полусферическом канале [2, 5].

Результаты расчетов энерговклада показали, что для кюветы радиуса 1 см при давлениях гелия-3 выше 5 атм различие для рассмотренных спектров нейтронов достигает 100%. В случае теплового и максвелловского спектров нейтронов различие также достаточно велико и достигает 20%. При давлениях гелия-3 ниже 1 атм результаты расчетов для всех трех спектров дают близкие значения, различающиеся не более чем на 6%.

Сравнение с результатами работы [3] для моноэнергетического спектра нейтронов показало, что расчеты, проведенные в работе [3], дают значения энерговклада на 10–15% выше, чем наши расчеты.

Результаты расчетов распределения энерговклада в каналах нагревной кюветы показывают, что максимум энерговклада достигается в центральном сечении на оси каналов и в максимуме импульса накачки для начального давления гелия-3 1 атм составляет около 23 Вт/см<sup>3</sup>, а для 2 атм — 55 Вт/см<sup>3</sup>.

Автор выражает благодарность С. П. Мельникову за полезные обсуждения и В. М. Цветкову за любезно предоставленные результаты измерений распределения температуры по длине лазерных каналов нагревной кюветы.

### Список литературы

1. Melnikov S. P., Sinyanskii A. A. Ultimate efficiency of nuclear-pumped gas lasers // *Laser and Particle Beams*. 1993. Vol. 11, No 4. P. 645–654.
2. Колесов В. Ф. Аперриодические импульсные реакторы. Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 1999.
3. Wilson J. W., DeYoung R. J. Power density in direct nuclear-pumped  $^3\text{He}$  lasers // *J. Appl. Phys.* 1978. Vol. 49, No 3. P. 980–988.
4. DeYoung R. J., Winters P. A. Power deposition in He from the volumetric  $^3\text{He}(n, p)^3\text{H}$  reaction // *J. Appl. Phys.* 1977. Vol. 48, No 8. P. 3600–3602.
5. Воинов А. М., Довбыш Л. Е., Кривоносов В. Н., Мельников С. П., Мельников С. Ф., Сиянский А. А. Экспериментальный комплекс на основе реактора ВИР-2М для исследования лазеров с ядерной накачкой // *ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов*. 2000. Вып. 2/3. С. 63–68.
6. Стародубцев С. В., Романов А. М. Прохождение заряженных частиц через вещество. Изд-во АН УзССР, 1962.
7. Таблицы физических величин: Справочник / Под ред. акад. И. К. Кикоина. М.: Атомиздат, 1976.
8. Матвеев В. Ю. Методы расчета энергосклада ионов в неоднородных средах // Труды отраслевой конференции "Физика ядерно-возбуждаемой плазмы и проблемы лазеров с ядерной накачкой". Обнинск, 1993. Т. 2. С. 79–88.
9. Левин Е. В. Ядерная физика и ядерные реакторы. М.: Атомиздат, 1969.
10. Аллен В. Д. Регистрация нейтронов. М.: Атомиздат, 1962.

## **Energy Deposition in Helium-3-Based Nuclear-Pumped Gas Lasers**

A. A. Pikulev

*The amount and distribution of energy deposition in the cylindrical cells of nuclear-pumped lasers excited by products of the  ${}^3\text{He}(n, p){}^3\text{H}$  nuclear reaction are investigated theoretically. Calculation results for three neutron energy distributions, as well as the energy deposition distributions inside the laser cell at helium-3 initial pressures of 1 and 2 atm, are presented.*