

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЭНЕРГОВКЛАДА В КЮВЕТАХ ЛАЗЕРОВ С ЯДЕРНОЙ НАКАЧКОЙ

ENERGY DEPOSITION IN NUCLEAR PUMPED LASERS

*А. А. Пикулев, Г. В. Влох, С. В. Фролова, В. М. Цветков, Ю. М. Лимарь
A. A. Pikulev, G. V. Vlokh, S. V. Frolova, V. M. Tsvetkov, Ju. M. Limar'*

ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», Саров Нижегородской обл.

Russian Federal Nuclear Center-All-Russian Scientific-Research Institute of Experimental Physics

Представлен обзор результатов экспериментальных исследований, посвященных определению энергоклада в кюветах лазеров с ядерной накачкой. Рассмотрены следующие методы: 1) метод скачка давления; 2) интерферометрический метод; 3) метод струнных калориметров. Проведен сравнительный анализ результатов экспериментов и расчетов по определению энергоклада осколков деления

The review of results of experimental investigations, devoted to determination of energy deposition in nuclear-pumped lasers is presented. There are three methods presented: 1) pressure jump method; 2) interferometric method; 3) string calorimeter method. The comparative analysis of experimental and calculation results devoted to determination of energy deposition in laser cells by fission fragments is carried out

Введение

Создание мощных лазерных установок, в которых накачка активной среды производится осколками деления урана [1], должно сопровождаться экспериментальными измерениями и теоретическими расчётами величины энергоклада в активную среду. Это необходимо для определения таких важных характеристик как КПД лазера, температура рабочей смеси, устойчивость резонатора, оптическое качество лазерного пучка и т.д.

Для определения энергоклада в кюветах лазеров с ядерной накачкой (ЛЯН) разработано три экспериментальных метода: 1) метод измерения скачка давления [2]; 2) интерферометрический метод [3]; 3) метод струнных калориметров [4].

Идея метода скачка давления заключается в том, что при вводе энергии в герметичную кювету происходит повышение давления газовой среды, величина которого пропорциональна вложенной энергии [2], [3]. Интерферометрический метод основан на измерении оптических неоднородностей, величина которых пропорциональна плотности газа [3]. В методе струнных калориметров используется эффект изменения сопротивления калориметра при его нагреве осколками деления и окружающей средой [4].

В докладе проведен сравнительный анализ результатов экспериментов и расчетов по определению энергоклада осколков деления, выполненных во ВНИИЭФ.

Метод скачка давления

Для среднего давления в герметичной кювете справедливо уравнение [5]

$$\frac{1}{\gamma - 1} \frac{dp}{dt} = \beta \langle q \rangle - \frac{\lambda}{V_0} \oint_S (\nabla T, \mathbf{ds}), \quad \beta = \frac{V}{V_0}, \quad (1)$$

где γ – показатель адиабаты; p – давление; $\langle q \rangle$ – среднее по активному объему V значение мощности накачки q ; V_0 – полный объем кюветы; λ – коэффициент теплопроводности; T – температура газа; S – внутренняя поверхность лазерной кюветы.

На рисунке 1а представлена зависимость эффективности цилиндрического уранового слоя ϵ от приведенного диаметра слоя $D_0 = d/R_0$ (где d – диаметр уранового слоя, R_0 – пробег среднего осколка деления в газе) для гелия, неона и аргона [6]. Из рисунка видно, что для всех газов расчетное значение ϵ на ~40–70 % выше, чем экспериментальное.

При наличии колебаний давления внутри кюветы нужно использовать уравнение [7]

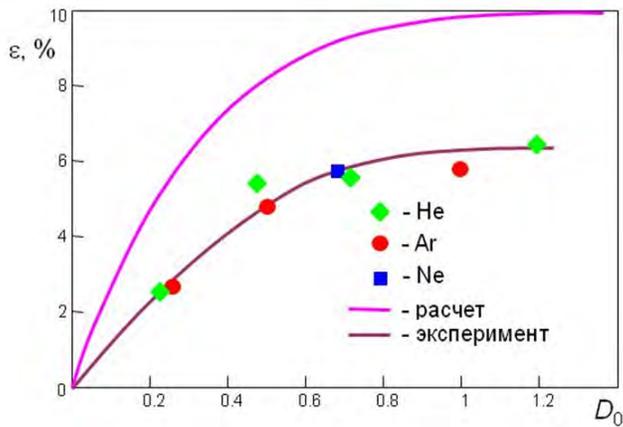
$$\left\{ \frac{\partial^2}{\partial t^2} - v^2 \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right\} p = (\gamma - 1) \frac{\partial \langle q \rangle_S}{\partial t} - \Pi(z, t), \quad (2)$$

где v – адиабатическая скорость звука; $\langle q \rangle_S$ – средняя по поперечному сечению кюветы величина мощности накачки; Π – диссипационные слагаемые.

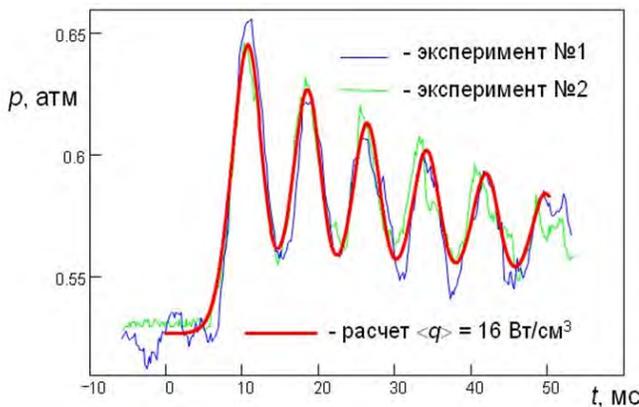
На рис. 1б представлены результаты экспериментов и расчетов скачка давления для аргона с начальным давлением 0,5 атм (ЛУНА-2М). Из рисунка видно, что период колебаний составляет ~40 мс. Наилучшее совпадение эксперимента и расчета достигается, если в формуле (2) положить $\langle q \rangle = 16 \text{ Вт/см}^3$, что почти на 50 % ниже расчетного значения (30 Вт/см^3).

Интерферометрические исследования на прокачном макете ЛУНА-2П

Интерферометрические исследования проводились на прокачном макете ЛУНА-2П [3] и лазерном модуле ЛМ-4 [8]. Наличие прокачки газа позволяет определить абсолютные значения температуры и плотности газа и величину вложенной в газ энергии [9].



а



б

Рис. 1. Определение энерговклада с помощью метода скачка давления: а – эффективность цилиндрического уранового слоя [6]; б – сравнение эксперимента и расчета для аргона (давление 0,5 атм)

При определении оптических неоднородностей на установке ЛУНА-2П [3] использовался интерферометр Маха – Цендера. Схема прокачного лазерного канала представлена на рис. 2.

Уравнение энергии для малых энергокладов имеет следующий вид [10]

$$\frac{\partial \Delta T}{\partial t} + U_0 \frac{\partial \Delta T}{\partial x} = \frac{q}{c_p \rho_0}. \quad (3)$$

где U_0 – скорость газа на входе в лазерный канал; ΔT – изменение температуры газа; c_p – теплоемкость газа при постоянном давлении; ρ_0 – начальная плотность газа.

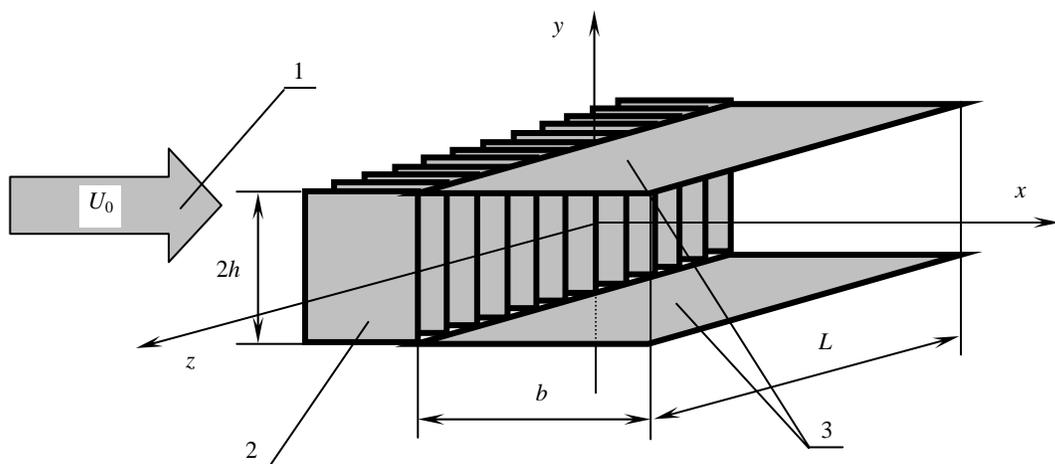


Рис. 2. Схема прокачного лазерного канала: 1 – прокачка газа; 2 – радиатор; 3 – пластины с урановым покрытием

В работе [10] для определения энергоклада было предложено использовать режим разгона реактора, когда плотность потока нейтронов растет по экспоненциальному закону.

Для режима разгона реактора уравнение энергии принимает вид

$$\frac{\Delta T_0}{\tau} + U_0 \frac{\partial \Delta T_0}{\partial x} = \frac{q_0}{c_p \rho_0}, \quad q = q_0 \exp\left\{\frac{t}{\tau}\right\}, \quad \Delta T = \Delta T_0 \exp\left\{\frac{t}{\tau}\right\}. \quad (4)$$

В работе [9] показано, что положения интерференционных максимумов $x_m(y)$ связаны с температурой газа следующей формулой (при $\Delta T_0 \ll T_0$)

$$\langle \Delta T_0 \{x_m(y)\} \rangle_z = \frac{\lambda T_0}{L} \left\{ \frac{N \{x_m(y) - \Delta_0\} - m}{n_0 - 1} \right\}, \quad (5)$$

где λ – длина волны лазера; $\langle \Delta T_0 \{x_m(y)\} \rangle_z$ – усредненное по координате z распределение ΔT_0 вдоль интерференционных максимумов; m – номер максимума; N – количество интерференционных полос на единицу длины; φ_0 – начальный сдвиг фазы; n_0 – показатель преломления газа при температуре T_0 ; Δ_0 – начальное положение нулевого максимума.

Интерферограммы, зарегистрированные на макете ЛУНА-2П, представлены на рис. 3.

На рис. 4а представлены результаты обработки интерферограммы 3в (погрешность определения температуры для данной интерферограммы составляет около $0,4^\circ\text{C}$ [10]). Сравнение результатов обработки интерферограммы 3в и теоретического расчёта приведено на рис. 4б. Среднее расчетное значение энергоклада составляет $24,4 \text{ Вт/см}^3$, что на 22 % выше, чем получено при обработке эксперимента (20 Вт/см^3).

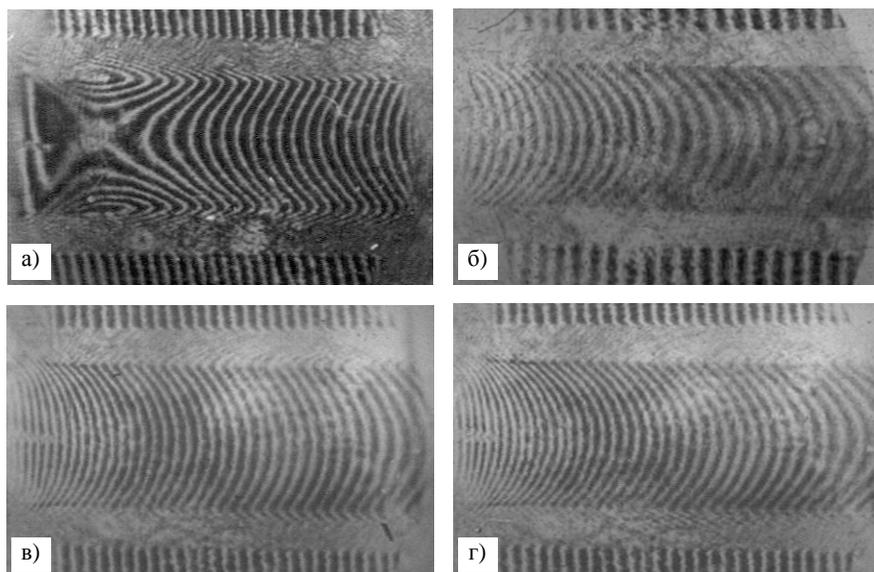
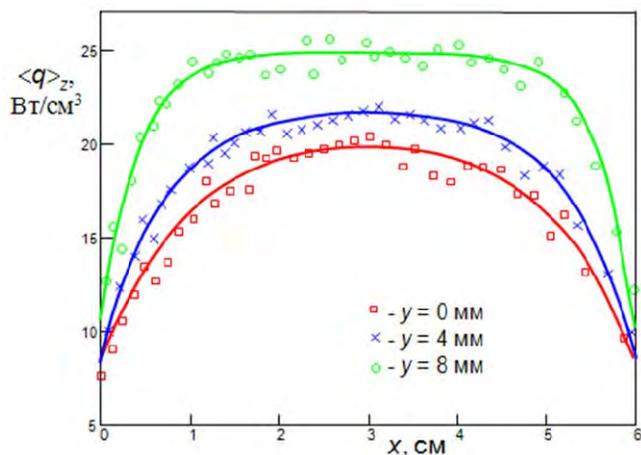
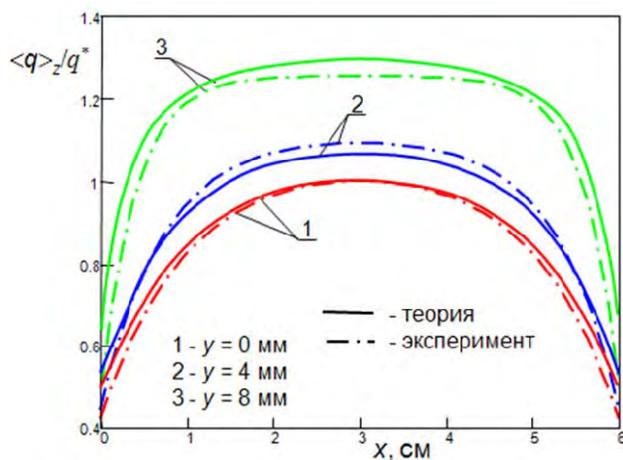


Рис. 3. Типичные интерферограммы, зарегистрированные на макете ЛУНА-2П: а – He, давление 2 атм; б – Ar, 0,5 атм; в, г – He-Ar (3:1), 1 атм



а



б

Рис. 4. Распределение энерговклада для смеси гелия (0,75 атм) и аргона (0,25 атм): а – обработка интерферограммы (рис. 3в); б – сравнение результатов расчета и эксперимента

Обработка остальных интерферограмм показала, что относительные расчетные и экспериментальные распределения энерговклада отличаются не более чем на 10 %, при этом в абсолютных величинах расчет превышает эксперимент на 15–25 % [10].

Интерферометрические исследования на лазерном модуле ЛМ-4

На прокачном лазерном модуле ЛМ-4 [8] для исследования оптических неоднородностей использовался интерферометр бокового сдвига. Регистрация интерферограмм производилась посредством анализатора лазерного излучения LBA-100A фирмы «Spiricon». Частота следования кадров составляла 16–24 кадров в секунду [8].

В экспериментах были исследованы две газовые смеси: 1) He/Ar/Xe (100/100/1) с давлением 1 атм и 2) Ar/Xe (100/1) с давлением 0,5 атм. На рис. 5 показаны первые 8 интерферограмм бокового сдвига, полученные для смеси He/Ar/Xe.

В работе [8] был предложен метод определения средней мощности накачки $\langle q \rangle$ по количеству интерференционных полос. Для этого была введена величина $\delta \langle q \rangle$, равная средней мощности накачки, приходящейся «на одну интерференционную полосу» [8]

$$\delta \langle q \rangle = \frac{\lambda c_p \rho_0 U_0 T_0}{4L(n_0 - 1)b\Delta Q_{\text{отн}}}. \quad (6)$$

где $\Delta Q_{\text{отн}}$ – относительная разность энергии, вложенной в газ вдоль линий тока, сдвинутых относительно друг друга вдоль оси Oy на величину δy .

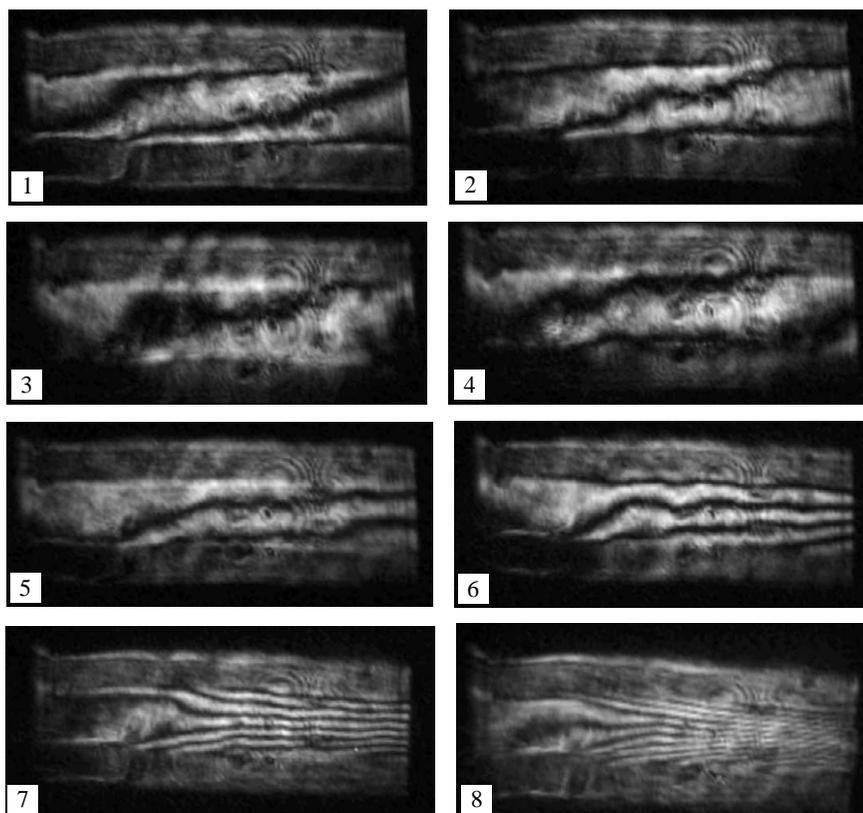


Рис. 5. Интерферограммы бокового сдвига

Средняя мощность накачки в лазерном канале определяется по формуле

$$\langle q \rangle = M \delta \langle q \rangle \pm \delta \langle q \rangle. \quad (7)$$

где M – «избыток» интерференционных полос.

Значения $\delta\langle q \rangle$ для нескольких импульсов реактора БИРГ приведены в таблице. Во всех экспериментах сдвиг по координате y составлял $\delta y = 8$ мм [8].

Таблица

Значения $\delta\langle q \rangle$ в различных экспериментах [10]

смесь / давление, атм	He/Ar/Xe (100/100/1) / 1		Ar/Xe (100/1) / 0,5	
№ эксперимента	1	2	3	4
$\delta\langle q \rangle$, Вт/см ³	0,14	0,12	0,017	0,015

На рис. 6 приведены значения средней мощности накачки $\langle q \rangle$ в лазерном канале, полученные при обработке интерферограмм и найденные расчётным методом. Из рисунка видно, что значения $\langle q \rangle$, полученные при обработке интерферограмм, отличаются от расчетных не более чем на 10–20 %, причем последние практически во всех случаях находятся в пределах погрешности метода «счёта полос».

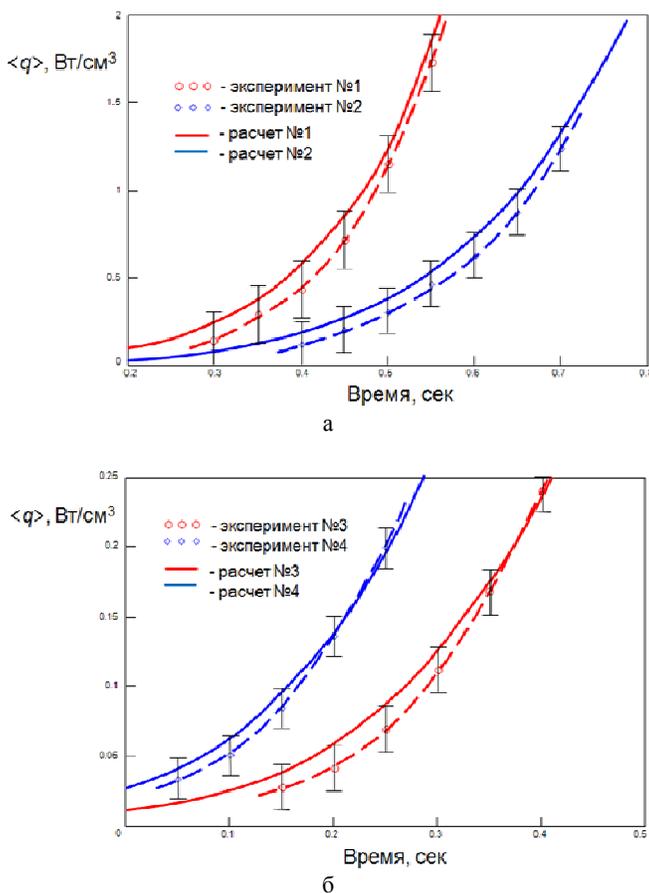


Рис. 6. Мощность накачки, полученная расчётным методом (сплошные линии) и при обработке интерферограмм (дискретные элементы): а – смесь He/Ar/Xe (100/100/1, 1 атм); б – смесь Ar/Xe (100/1, 0,5 атм)

Исследования энерговклада с помощью струнных калориметров

Метод определения энерговклада с помощью струнных калориметров использует эффект изменения сопротивления калориметра при изменении его температуры [4]. Нагрев калориметра происходит в результате следующих процессов: 1) облучение калориметра осколками деления; 2) излучение газа; 3) теплообмен калориметра с окружающим газом.

В работе [10] для температуры калориметра получено следующее выражение

$$\begin{cases} T'(t) = e^{-A(t)} \left\{ T'_0 + \int_0^t B(t') e^{A(t')} dt' \right\}, & A(t) = \frac{2}{\rho' c' R} \int_0^t \kappa(t') dt', \\ B(t) = \frac{2 \{ I_{ff}(t) + I_{ir}(t) + \kappa(t) T(t) \}}{\rho' c' R}. \end{cases} \quad (8)$$

где ρ' , c' , T' – плотность, теплоемкость и температура калориметра; I_{ff} , I_{ir} – плотность потока энергии осколков деления и излучения газа на поверхности калориметра; κ – коэффициент теплоотдачи; T – температура газа в окрестности калориметра; R – радиус калориметра.

В работе [11] получено следующее выражение для коэффициента теплоотдачи, справедливое для малых чисел Пекле (Pe) струнного калориметра

$$\frac{1}{\kappa} = \frac{\lambda}{R} \int_0^\infty \frac{2 \cos(\omega) d\omega}{\{ \text{Pe}^2 + 4\omega^2 \}^{1/2}}, \quad \kappa = \frac{w}{2\pi R \Delta T_0}, \quad \text{Pe} = \frac{c_p \rho_0 U_0 R}{\lambda}, \quad (9)$$

где w – плотность потока тепла через поверхность калориметра; ΔT_0 – перепад температуры между калориметром и потоком газа; λ – коэффициент теплопроводности.

Величину плотности потока энергии осколков деления на поверхности калориметра I_{ff} можно найти по формуле [12]

$$I_{ff} = \frac{E_0 L_0 \langle n \rangle}{\pi} \int_S \int_0^{\delta_0} \frac{\eta_a n E(l) |\sin \phi|}{4\pi r^2} dS d\zeta, \quad (10)$$

где E_0 – начальная энергия среднего осколка деления; L_0 – пробег среднего осколка деления в урановом слое; n , $\langle n \rangle$ – количество осколков деления данной группы, образующихся в единицу времени в единице объема делящегося материала и среднее значение; η_a – коэффициент поглощения калориметра; $E(l)$ – энергия осколка деления данной группы на поверхности элемента калориметра; δ_0 – толщина слоя делящегося материала; ϕ – угол между осью калориметра и траекторией осколка деления; l – относительный пробег осколка.

При экспериментальном исследовании энергоклада осколков деления использовалось 6 струнных калориметров (никелевая проволока длиной 30 мм и диаметром 25 мкм), которые размещались на расстоянии 10 мм от поверхности пластины ($50 \times 200 \text{ мм}^2$) со слоем металлического ^{235}U (толщина 2,5 мкм), поверх которого нанесена защитная алюминиевая пленка (0,5 мкм). Кювета располагалась в полусферическом канале реактора ВИР-2М. Среднее удельное количество делений за импульс реактора составляло $4,6 \cdot 10^{13}$ дел/г [4].

На рис. 7 представлены экспериментальные и расчетные значения энтальпии струнных калориметров для вакуума на момент окончания импульса реактора ВИР-2М. Для калориметров №№ 1–3 результаты расчета и эксперимента практически совпадают, а для калориметров №№ 4–6 расчет «завышает» поток энергии осколков деления на проволочку: для калориметра № 4 – на 10 %, № 5 – 20 % и № 6 – 40 %. Такое расхождение может быть связано с неоднородностью распределения толщины урана и алюминиевой пленки по длине пластины с делящимся материалом и неточным знанием распределения плотности потока нейтронов.

Для воздуха для воздуха при давлении 1 атм максимальная энтальпия калориметров составляет ~150 Дж/г. Результаты расчетов показывают, что основным источником нагрева калориметров являются не осколки деления (их вклад составляет около 20 %), а теплообмен с окружающим газом (вклад ~80 %) [12].

Расчеты, проведенные для гелия при давлении 1 атм показали, что вклад обоих процессов (нагрев осколками деления и теплообмен между газом и проволочкой) в увеличение энтальпии калориметра приблизительно одинаков. Максимальная энтальпия калориметров составляет величину около 100 Дж/г, которое достигается в момент времени 20 мс; далее происходит снижение энтальпии из-за охлаждения газа в кювете.

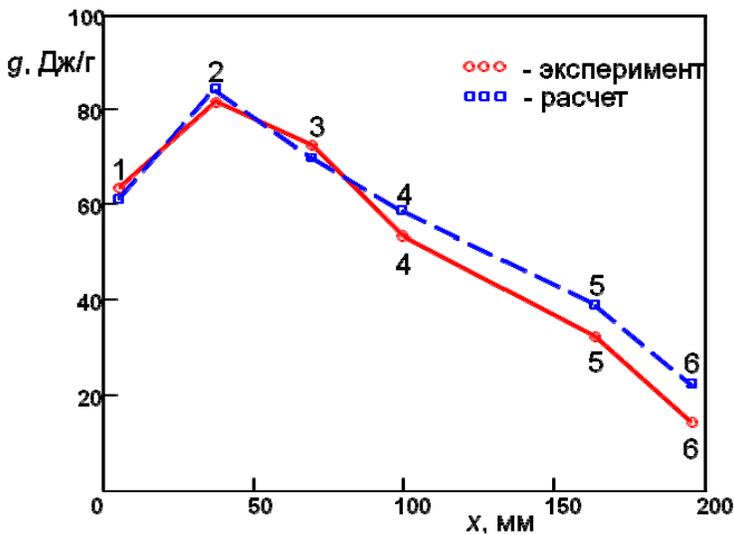


Рис. 7. Энтальпия калориметров (вакуум)

Выводы

Суммируем основные результаты исследований:

1) при определении энерговклада в герметичных кюветах ЛЯН методом скачка давления экспериментальное значение энерговклада в 1,5–2 раза ниже расчетного;

2) для интерферометрических экспериментов, проведенных на установке ЛУНА-2П, расчетные и экспериментальные относительные распределения энерговклада в лазерном канале совпадают с точностью до 10 %, при этом расчетные абсолютные значения энерговклада на 15–25 % превышают экспериментальные;

3) значения средней мощности накачки, полученные при обработке интерферограмм бокового сдвига (эксперименты на прокачном лазерном модуле ЛМ-4), отличаются от расчетных не более чем на 10–20 %;

4) при определении энерговклада с помощью струнных калориметров для вакуума расчетные и экспериментальные значения энтальпии струнных калориметров различаются не более чем на 10 % (для калориметров №№ 1–4). При наличии газа различие между расчетными и экспериментальными значениями энтальпии калориметров составляет не более 25 % для воздуха (давление 1 атм) и 40 % для гелия (1 атм).

Т.о., при использовании интерферометрического метода или метода струнных калориметров для определения энерговклада, расхождение между результатами расчета и эксперимента не превосходит 40 %; при этом превышение результатов расчета над экспериментом достоверно обнаружено только в случае экспериментов, проведенных на установке ЛУНА-2П (разница в абсолютных значениях энерговклада составляет 15–25 %). Результаты остальных экспериментов не позволяют сделать однозначного утверждения о «статистически значимом» расхождении между расчетными и экспериментальными значениями мощности накачки и энтальпии струнных калориметров.

Значительные различия (1,5–2 раза) между расчетными и экспериментальными значениями скачка давления в герметичных кюветах ЛЯН, скорее всего, являются следствием не «проблемы энерговклада», а особенностями датчиков давления, использованными при проведении экспериментов, их размещением в лазерной кювете, а также методикой измерений импульсных давлений.

Список литературы

1. Sinyanskii A. A., Melnikov S. P. // Proceedings of SPIE. 1998. Vol. 3686. P. 43–55.
2. Torczynski J. R., Gross R. J., Hays G. N., Harms G. A., Neal D. R., McArthur D. A., Alford W. J. // Nuclear Science and Engineering, 1989. Vol. 101, N.3. P.280–284.

3. Боровков В. В., Влох Г. В., Лажинцев Б. В., Нор-Аревян В. А., Сизов А. Н., Синянский А. А., Филлипов Г. Э. // Квантовая электроника. 1995. Т. 22, № 3. С. 219–224.
4. Лисенков А. А., Влох Г. В., Фролова С. В., Цветков В. М. / VIII Харитоновские чтения по проблемам физики высоких плотностей энергии. Сборник докладов. Саров, 2006. С. 457–464.
5. Pikulev A. A. // Quantum Electronics. 2001. Vol. 31, N. 6. P. 500–504.
6. Мельников С. П., Сизов А. Н., Синянский А. А. Лазеры с ядерной накачкой. Саров: ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», 2008. С. 440.
7. Pikulev A. A. // Technical Physics. 2005. Vol. 50, N. 3. P. 330–333.
8. Пикулев А. А., Львов Л. В., Лисенков А. В., Григорьев В. Д., Корзенев А. Н. / Труды III Международной конференции «Проблемы лазеров с ядерной накачкой и импульсные реакторы». Снежинск, 2003. С. 291–297.
9. Пикулев А. А. // Квантовая электроника. 2001. Т.31, № 6. С. 500–504.
10. Пикулев А. А. / Труды III Международной конференции «Проблемы лазеров с ядерной накачкой и импульсные реакторы». Снежинск, 2003. С.283–290.
11. Пикулев А. А. // ЖТФ. 2003. Т. 73, № 6. С. 32–35.
12. Пикулев А. А. // ЖТФ. 2006. Т. 76, № 6. С. 38–43.