

## ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЭНЕРГОВКЛАДА В КЮВЕТАХ ЛАЗЕРОВ С ЯДЕРНОЙ НАКАЧКОЙ

А. А. Пикулев, Г. В. Влох, С. В. Фролова, В. М. Цветков, Ю. М. Лимарь

ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», г. Саров Нижегородской обл.

Статья поступила в редакцию 06.06.2019, после доработки – 29.08.2019, принята к публикации – 04.10.2019

Представлен обзор результатов экспериментальных исследований, посвященных определению энерговклада 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 энерговклада осколков деления.

**Ключевые слова:** интерферометр, струнный калориметр, лазер, ядерная накачка.

**ENERGY DEPOSITION IN NUCLEAR-PUMPED LASERS / A. A. PIKULEV, G. V. VLOKH, S. V. FROLOVA, V. M. TSVETKOV, Yu. M. LIMAR' //** 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.

**Key words:** interferometer, string calorimeter, laser, nuclear pumping.

### Введение

Создание мощных лазерных установок, в которых накачка активной среды производится осколками деления урана [1], должно сопровождаться экспериментальными и расчетными исследованиями по определению величины энерговклада 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 энерговклада 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, значение которого пропорционально вложенной энергии [2, 3]. Интерферометрический метод основан на измерении оптических неоднородностей, значение которых пропорционально плотности газа [3]. В методе струнных калориметров используется эффект изменения сопротивления калориметра при его нагреве осколками деления и окружающей средой [4].

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

## Метод скачка давления

Метод скачка давления для определения энерговклада использует эффект повышения давления в герметичной кювете при импульсном вводе в нее тепловой энергии.

Для среднего давления в герметичной кювете справедливо уравнение [5]

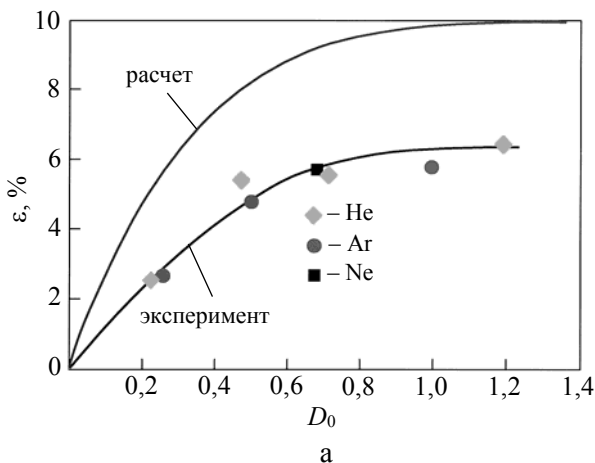
$$\frac{1}{\gamma-1} \frac{dp}{dt} = \beta \langle q \rangle - \frac{\lambda}{V_0} \oint_S (\nabla T, ds), \quad \beta = \frac{V}{V_0}, \quad (1)$$

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

На рис. 1,а представлена зависимость эффективности (энергия, переданная активной среде, по отношению к энергии, выделенной в урановом слое) цилиндрического уранового слоя  $\varepsilon$  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  $\varepsilon$  на  $\sim 40-70\%$  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 мощность накачки;  $\Pi$  – диссипационные слагаемые.

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

## Интерферометрические исследования на прокачном макете ЛУНА-2П

Интерферометрический метод определения энерговклада использует эффект изменения показателя преломления при нагреве газовой среды. Данный метод позволяет определить распределение энерговклада по поперечному сечению лазерной кюветы.

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 вложенной в газ энергии [9].

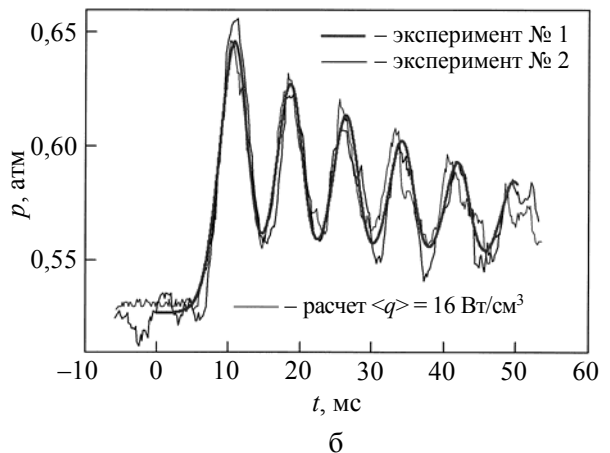


Рис. 1. Определение энерговклада с помощью метода скачка давления: а – эффективность цилиндрического уранового слоя [6]; б – сравнение эксперимента и расчета для аргона (давление 0,5 атм)

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 энерговкладов 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;  $\Delta T$  – изменение температуры газа;  $c_p$  – теплоемкость газа при постоянном давлении;  $\rho_0$  – начальная плотность газа.

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

Для режима разгона реактора уравнение энергии принимает вид

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

$$\Delta T = \Delta T_0 \exp\left\{\frac{t}{\tau}\right\}. \quad (4)$$

В [9] было 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  $\lambda$  – длина волны лазера;  $\langle \Delta T_0 \{x_m(y)\} \rangle_z$  – усредненное по координате  $z$  распределение  $\Delta T_0$  вдоль интерференционных максимумов;  $m$  – номер максимума;  $N$  – количество интерференционных полос на единицу длины;  $n_0$  – показатель преломления газа при температуре  $T_0$ ;  $\Delta_0$  – начальное положение нулевого максимума.

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

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

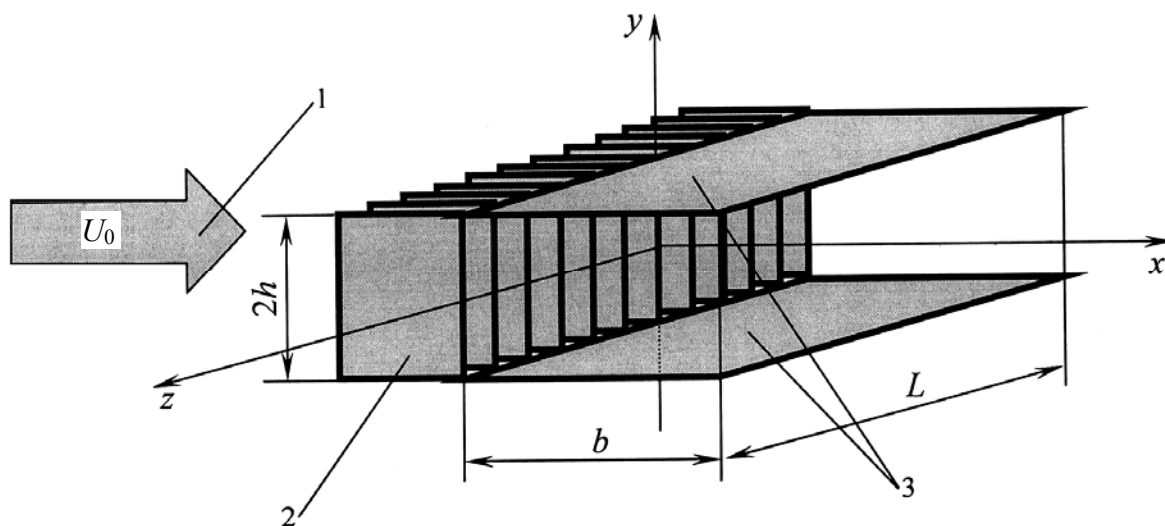


Рис. 2. Схема прокачного лазерного канала: 1 – прокачка газа; 2 – радиатор; 3 – пластины с урановым покрытием

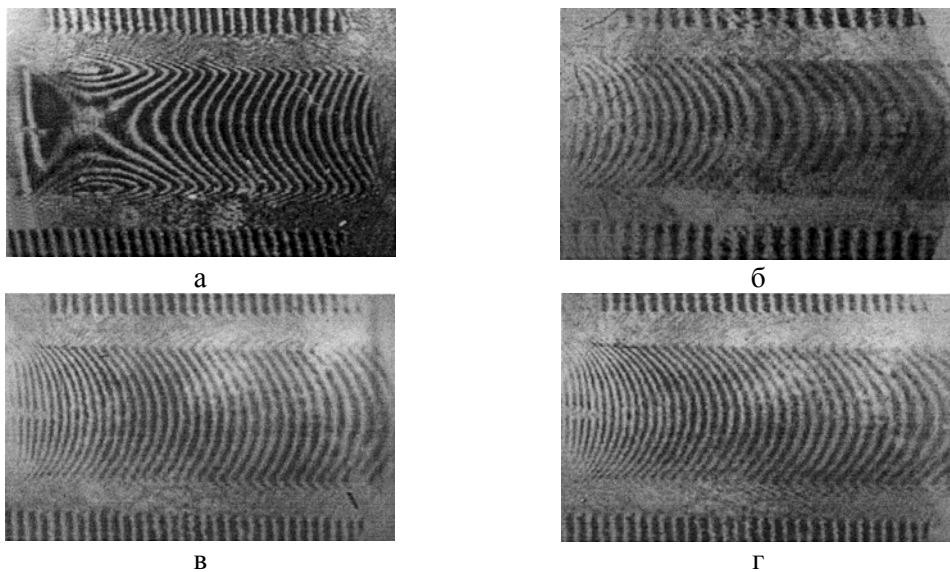


Рис. 3. Типичные интерферограммы, зарегистрированные на макете ЛУНА-2П:  
а – He, давление 2 атм; б – Ar, 0,5 атм; в, г – He-Ar (3:1), 1 атм

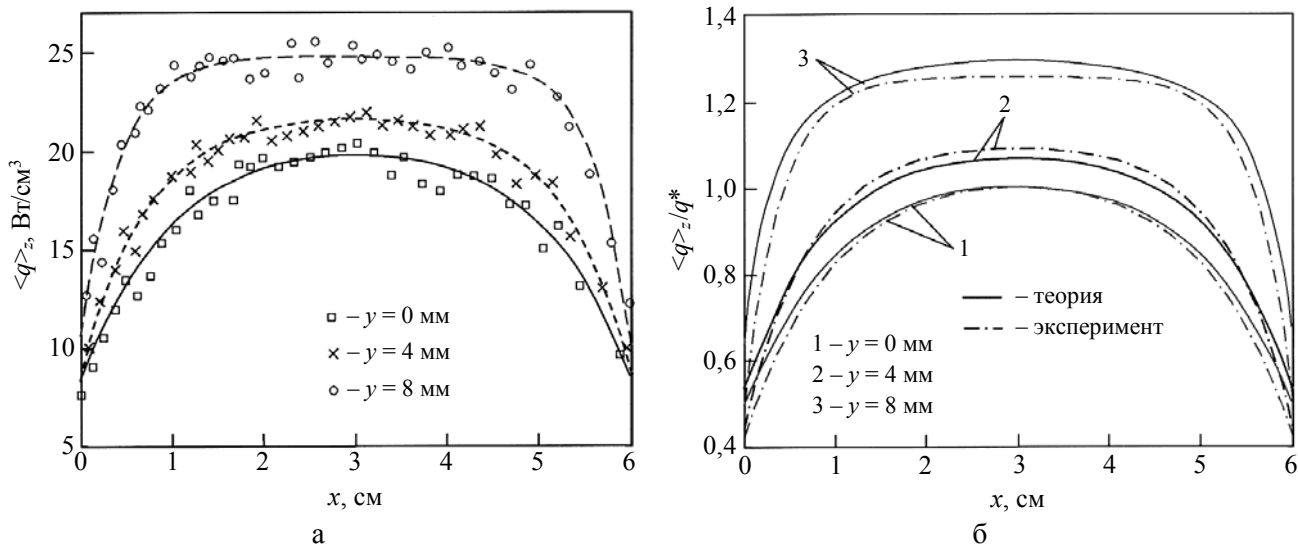


Рис. 4. Распределение энерговклада для смеси гелия (0,75 атм) и аргона (0,25 атм): а – обработка интерферограммы (рис. 3,в), б – сравнение результатов расчета и эксперимента

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 неоднородно-

стей использовался интерферометр бокового сдвига. Регистрация интерферограмм производилась посредством анализатора лазерного излучения LBA-100А фирмы «Spiricon». Частота следования кадров составляла 16–24 кадра в секунду [8].

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

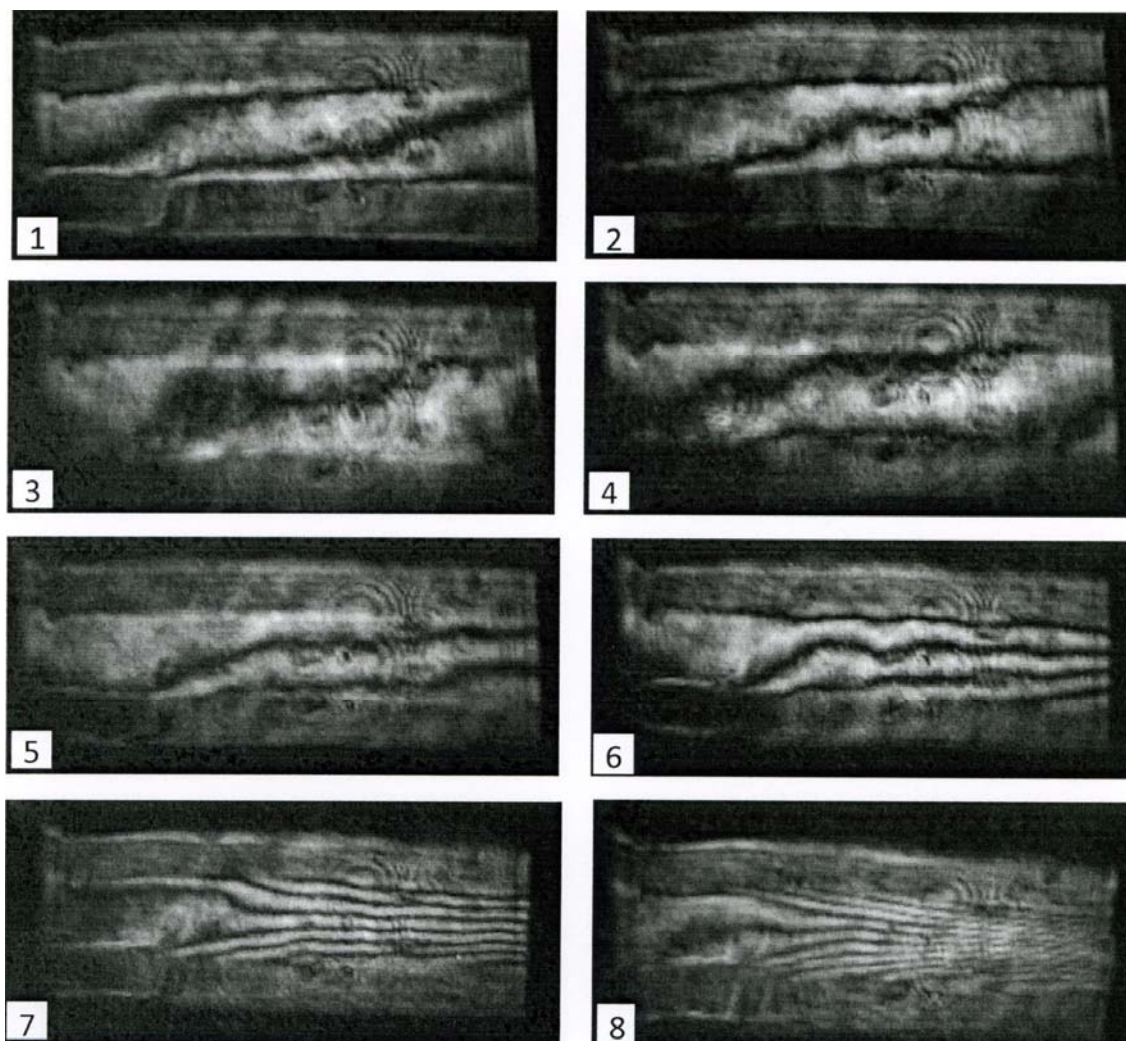


Рис. 5. Интерферограммы бокового сдвига

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  $\delta y$ .

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 БИГР приведены в таблице. Во всех экспериментах сдвиг по координате  $y$  составлял  $\delta y = 8$  мм [8].

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

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

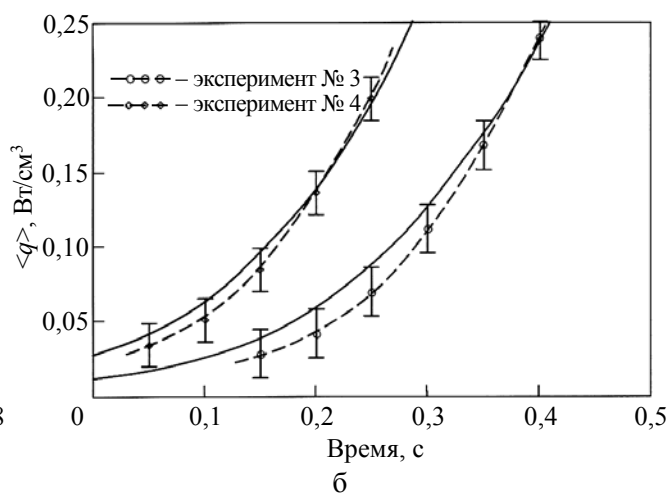
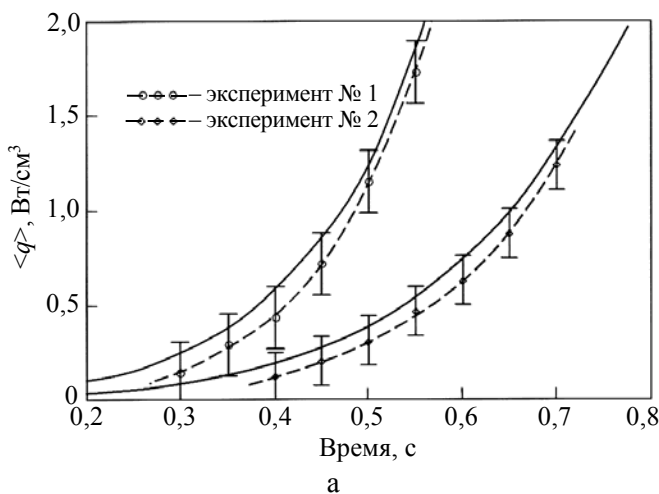


Рис. 6. Мощность накачки, полученная расчетным методом (сплошные линии) и при обработке интерферограмм (дискретные элементы): а – смесь He/Ar/Xe (100/100/1, 1 атм); б – смесь Ag/Xe (100/1, 0,5 атм)

На рис. 6 приведены значения средней мощности накачки  $\langle q \rangle$  в лазерном канале, полученные при обработке интерферограмм и найденные расчетным 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 «счета полос».

### 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  $\rho'$ ,  $c'$ ,  $T'$  – плотность, теплоемкость и температура калориметра;  $I_{ff}$ ,  $I_{ir}$  – плотность потока энергии осколков деления и излучения газа на поверхности калориметра;  $\kappa$  – 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,

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

$$\text{Pe} = \frac{c_p \rho_0 U_0 R}{\lambda}, \quad (9)$$

где  $w$  – плотность потока тепла через поверхность калориметра;  $\Delta T_0$  – перепад температуры между калориметром и потоком газа;  $\lambda$  – коэффициент теплопроводности.

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

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

где  $E_0$  – начальная энергия среднего осколка деления;  $L_0$  – пробег среднего осколка деле-

ния в урановом слое;  $n$ ,  $\langle n \rangle$  – количество осколков деления данной группы, образующихся в единицу времени в единице объема делящегося материала, и среднее значение;  $\eta_a$  – коэффициент поглощения калориметра;  $E(l)$  – энергия осколка деления данной группы на поверхности элемента калориметра;  $\delta_0$  – толщина слоя делящегося материала;  $\phi$  – угол между осью калориметра и траекторией осколка деления;  $l$  – относительный пробег осколка.

При экспериментальном исследовании энерговыклада осколков деления использовались 6 струнных калориметров (никелевая проволочка 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  $^{235}\text{U}$  (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 в слое урана 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 «превышает» поток энергии осколков деления на проволочку: для калориметра № 4 – на 10 %, № 5 – на 20 %, № 6 – на 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 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].

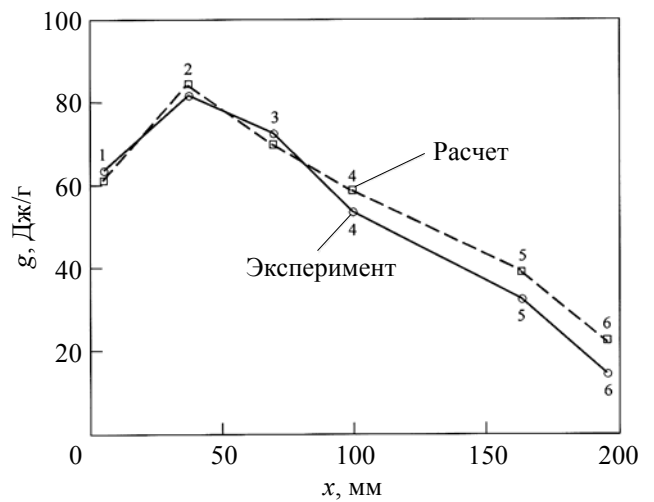


Рис. 7. Энтальпия калориметров (вакуум)

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. Максимальное значение энтальпии калориметров составляет около 100 Дж/г, оно достигается в момент времени 20 мс; далее происходит снижение энтальпии из-за охлаждения газа в кювете.

## Выводы

Суммируем основные результаты исследований.

1. При определении энерговыклада в герметичных кюветах ЛЯН методом скачка давления экспериментальное значение энерговыклада в 1,5–2 раза ниже расчетного.

2) Для интерферометрических экспериментов, проведенных на установке ЛУНА-2П, расчетные и экспериментальные относительные распределения энерговыклада в лазерном канале совпадают с точностью до 10 %, при этом расчетные абсолютные значения энерговыклада 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 энерговыклада 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).

Таким образом, при использовании интерферометрического метода или метода струнных калориметров для определения энерговыклада 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 энерговыклада 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, связаны не с «проблемой энерговыклада», а определяются особенностями датчиков давления, использованных при проведении экспериментов, их размещением в лазерной кювете и методикой измерений импульсных давлений.

3. Боровков В. В., Влох Г. В., Лажинцев Б. В., Нор-Аревян В. А., Сизов А. Н., Синянский А. А., Филипов 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: ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», 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. 440 с.

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: ВНИИТФ, 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: ВНИИТФ, 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.

## 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.

Контактная информация –

Пикулев Алексей Александрович,  
начальник отдела ИЯРФ,  
РФЯЦ-ВНИИЭФ,  
e-mail: otd4@expd.vniief.ru

Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика ядерных реакторов, 2019, вып. 4, с. 71–78.