PACS 42.55.Lt; 25.20.Lj

Оптические неоднородности в цилиндрических лазерах с ядерной накачкой

В.Ю.Матьев, В.В.Боровков, С.П.Мельников

Для цилиндрических газовых лазеров с ядерной накачкой рассчитаны оптические неоднородности, формирующиеся под воздействием неоднородного энерговклада осколков деления, облучающих лазерно-активный газ из тонких урансодержащих слоев. Результаты расчетов согласуются с экспериментом.

Ключевые слова*: лазер, газ, неоднородность, энерговклад, облучение.*

Введение

Проблема прямого преобразования ядерной энергии в когерентное световое излучение активно изучается в России и США (см. обзоры [1 – 3], а также материалы конференций [4, 5]). Основной принцип лазеров с ядерной накачкой (ЛЯН) состоит в создании рекомбинационно-неравновесной плазмы путем облучения лазерного газа ионами – продуктами ядерных реакций, протекающих под воздействием нейтронного облучения в тонких слоях или в самом газе. Цель этих разработок – создание реактора-лазера, в котором ядерно-лазерный блок либо является самостоятельным реактором, либо управляется нейтронным потоком «запального» реактора [1].

Неоднородный энерговклад ионов приводит к перераспределению плотности газа, что ухудшает характеристики лазерного излучения. Оптические неоднородности в ЛЯН, облучаемых осколками деления из плоских и цилиндрических урановых слоев, исследованы экспериментально [6]. Поперечный профиль плотности в цилиндрических ЛЯН уже рассчитывался по одномерной газодинамической программе [7] и в рамках системы упрощенных газодинамических уравнений [8]; для герметичных ЛЯН созданы аналитические модели, не учитывающие [9 – 11] теплоотвод и учитывающие его [12]. В настоящей работе на основе модели [12], обобщенной для учета буферного объема, рассчитаны оптические неоднородности в цилиндрической кювете, измеренные ранее в [6].

1. Условия эксперимента

В экспериментах [6] (рис.1) цилиндрическая подложка с напыленным изнутри урановым слоем (длина подложки $l_0 = 57$ см, внутренний диаметр $d_0 = 2.8$ см, внешний диаметр $\varphi_0 = 3.4$ см) помещалась в герметичную цилиндрическую кювету длиной $l_1 = 77$ см с внутренним диаметром $\varphi_1 = 3.5$ см. Лазерно-активный объем (внутренний объем подложки) $V_0 = \pi l_0 d_0^2/4 = 351$ см^3, отношение $\beta = V_0/V_{\mathrm{g}}$ активного объема к полному объему газа V_{g} составляло 0.625. Кювета заполнялась инертными газами (He, Ne, Ar) при различных давлениях.

Средняя по длине подложки толщина уранового слоя (окись-закись урана 90 %-ного обогащения) $d_1 = 7.6$ мкм, приведенная толщина слоя $D_1 = d_1/R_1 = 0.79$, где $R_1 = 9.6$ мкм – пробег осколков деления в слое. Поток нейтронов был достаточно однороден по длине подложки (отношение средней плотности потока к максимальной равно 0.88). Флюенс тепловых нейтронов достигал 10^{13} см$^{-2}$ за импульс; среднее по слою число ядерных делений N^* в единице объема слоя за импульс указано в таблице.

Временной профиль импульса аппроксимировался функцией [13]

$$\psi(t) = A\psi_0(t),\ \psi_0(t) = \cosh^{-2}\left[\frac{a(t-t_1)}{\tau^*}\right],\ A = \frac{a}{\tau_0+\tau_1}, \quad (1)$$

где $t_1 = 7.6$ мс соответствует максимуму импульса; $a = 2\mathrm{arcosh}\sqrt{2} \approx 1.763$; τ^* – длительность импульса, причем $\tau^* = \tau_0 = 3.30$ мс для $t < t_1$, $\tau^* = \tau_1 = 2.45$ мс для $t > t_1$. При этом

$$\Psi(t) = \int_{-\infty}^{t}\psi(t')\mathrm{d}t' = \left\{\tau_0 + \tau^*\tanh\left[\frac{a(t-t_1)}{\tau^*}\right]\right\} \times(\tau_0+\tau_1)^{-1}. \quad (2)$$

Начало импульса можно формально отнести к $-\infty$: $\Psi(0) \approx 3\cdot10^{-4} \ll \Psi(\infty) = 1$. Профильная функция $\psi_0(t)$ приведена на рис. 2 вместе с точным профилем.

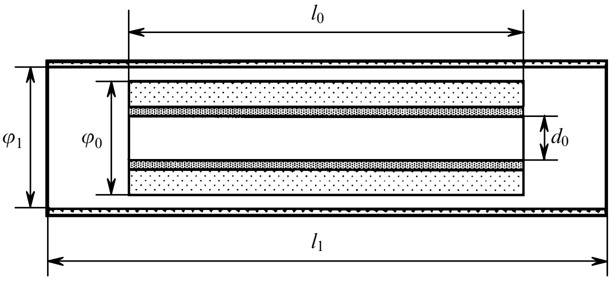

Рис.1. Схема цилиндрической кюветы ЛЯН.

Всероссийский федеральный ядерный центр – ВНИИЭФ, Россия, 607190 Саров Нижегор. обл., просп. Мира, 37

Поступила в редакцию 9 июня 1999 г.

Расчетные параметры газодинамической модели ($D_1 = 0.79, d_0 = 2.8$ см).

Газ	p_0 (атм)	N^* (10^{14} см$^{-3}$)	$D_0 = d_0/R_0$	$\bar{j}_0$	f_0	f_1	0.9Θ	$C(\rho_0)$ (10^{-5})
He	1	0.95	0.25	0.73	0.92	1.10	0.97	3.19
	2	0.99	0.51	0.53	0.81	1.29	0.73	6.37
	3	1.0	0.76	0.40	0.65	1.54	0.56	9.56
	5	0.93	1.27	0.26	0.25	2.21	0.33	15.9
Ar	0.25	0.91	0.27	0.71	0.91	1.11	3.81	6.5
	0.5	0.95	0.54	0.52	0.79	1.31	2.87	12.9
	1.0	0.95	1.1	0.29	0.38	1.97	1.63	25.8
Ne	1.0	0.91	0.74	0.41	0.66	1.51	1.52	6.1

Оптические неоднородности измерялись с помощью интерферометра Маха – Цендера на длине волны He – Ne-лазера (633 нм). Интерференционная картина регистрировалась камерой СФР-1, система импульсного питания которой расширяла временной диапазон регистрации до 0.1 с (с разрешением до 50 мкс). Давление измерялось индуктивным дифференциальным датчиком ДМИ-6-2.

2. Энерговклад осколков деления

Общий метод расчета энерговклада осколков деления в ЛЯН изложен в работах [14, 15]. В основе метода лежат общепринятые приближения [16, 17]: однородность потока нейтронов, изотропный разлет и прямолинейная траектория полета осколков деления, моноэнергетический спектр осколков. В расчет заложен квадратичный закон торможения [17, 18]: энергия осколка E зависит от пройденного расстояния l как $E = E_0(1 - l/R)^2$, где E_0 и R – начальная энергия и пробег осколков деления.

Энергию δE^*, поглощаемую в единице объема газа δV за единицу времени δt, можно представить в виде

$$\frac{\delta E^*}{\delta V \delta t} = \frac{\rho(\boldsymbol{r}, t)}{\rho_0} Q(\boldsymbol{r}, t), \quad Q(\boldsymbol{r}, t) = \frac{\Theta p_0}{\gamma - 1} \psi(t) f(\boldsymbol{r}, t),$$
$$f(\boldsymbol{r}, t) = \frac{j(\boldsymbol{r}, t)}{\bar{j}_0}, \tag{3}$$

$$\Theta = (\gamma - 1)\frac{2E_0}{p_0}\frac{R_1}{R_0} N^* \bar{j}_0, \quad \gamma = \frac{c_p}{c_V} = \frac{5}{3}, \tag{4}$$

где $\rho(\boldsymbol{r}, t)$ – плотность газа; ρ_0 – начальная плотность газа; p_0 – начальное давление газа; c_p и c_V – теплоемкости при постоянном давлении и объеме соответственно; R_1 и R_0 – пробеги осколков деления в слое и в невозмущенном газе; $j(\boldsymbol{r}, t)$ – безразмерная функция энерговклада, определяемая геометрией кюветы и распределением плотности; $\bar{j}_0$ – функция энерговклада, усредненная по объему V_0 для невозмущенного газа. Параметр Θ введен [12] как термодинамически значимая мера энерговклада; он определен как отношение энергии, поглощенной всем объемом облучаемого газа V_0 за импульс (рассчитанной для невозмущенного газа), к внутренней энергии газа. В грубом приближении этот параметр равен отношению приращения средней температуры газа к первоначальной температуре.

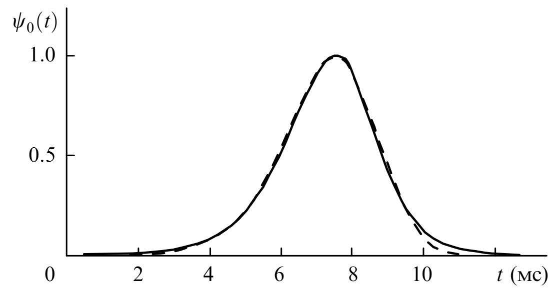

Рис.2. Расчетный (сплошная линия) и измеренный (штриховая линия) временные профили нейтронного импульса.

В пренебрежении продольным движением газа вдоль оси для цилиндрических ЛЯН функцию энерговклада в практически важных случаях можно полагать неизменной в лагранжевых координатах [15]: $j(\boldsymbol{r}, t) \approx j(r_0)$, где r_0 – начальный радиус, связанный с текущим радиусом r соотношением $\rho(r, t)\mathrm{d}r^2 = \rho_0 \mathrm{d}r_0^2$. При этом [15]

$$j(r_0) = \int_0^{\pi} \hat{v}[\varLambda_0(\varDelta_r, \varphi)]\mathrm{d}\varphi/\pi - \int_0^{\pi} \hat{v}[\varLambda_0(\varDelta_r, \varphi) + \varLambda_1(\varDelta_r, \varphi)]\mathrm{d}\varphi/\pi, \tag{5}$$

$$\varLambda_0(\varDelta_r, \varphi) = \frac{D_0}{2}\left[\left(1 - \varDelta_r^2 \sin^2\varphi\right)^{1/2} - \varDelta_r \cos\varphi\right], \; D_0 = \frac{d_0}{R_0},$$

$$\varDelta_r = \frac{2r}{d_0}, \; \varLambda_1(\varDelta_r, \varphi) \approx \frac{D_1}{\left(1 - \varDelta_r^2 \sin^2\varphi\right)^{1/2}}, \; D_1 = \frac{d_1}{R_1}, \; d_1 \ll d_0,$$

$$v(\varLambda) = \left(1 - \varLambda^2\right)^{1/2} - 2\varLambda \arccos\varLambda + \varLambda^2 \operatorname{arctanh}\left(1 - \varLambda^2\right)^{1/2},$$
$$\hat{v}(\varLambda) = \begin{cases} v(\varLambda), & \varLambda \leqslant 1, \\ 0, & \varLambda > 1. \end{cases} \tag{6}$$

Особый интерес представляет энерговклад в приосевых областях, где квадратура (5) может быть вычислена путем разложения. Полагая

$$\varLambda_1(\varDelta_r, \varphi) \approx D_1\left(1 + \frac{\varDelta_r^2 \sin^2\varphi}{2}\right),$$

$$\varLambda_0(\varDelta_r, \varphi) \approx \frac{D_0}{2}\left(1 - \varDelta_r\cos\varphi - \frac{\varDelta_r^2 \sin^2\varphi}{2}\right), \; \varDelta_r \ll 1,$$

с точностью до квадратичных членов получаем

$$j(\varDelta_r) \approx j(0) + \frac{1}{2}\varDelta_r^2 j''(0), \; \varDelta_r \ll 1, \tag{7}$$

$$j(0) = \hat{v}(\varDelta_0) - \hat{v}(\varDelta_1), \; j''(0) = \hat{v}_0(\varDelta_0) - \hat{v}_1(\varDelta_1),$$

$$\varDelta_0 = \frac{D_0}{2}, \; \varDelta_1 = D_1 + \frac{D_0}{2},$$

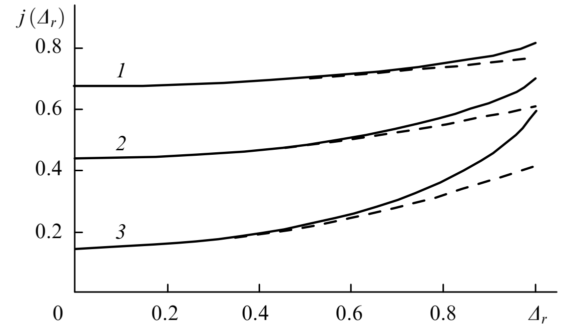

Рис.3. Точный расчет по формулам (5), (6) (сплошная линия) и параболическая аппроксимация согласно (7) (штриховая линия) функции энерговклада в цилиндрической кювете ЛЯН ($D_1 \geqslant 1$) для $D_0 = 0.25$ (*1*), 0.5 (*2*) и 1.0 (*3*).

$$v_0(\Delta_0) = \frac{1}{2}\left[-\Delta_0\frac{\mathrm{d}v(\Delta_0)}{\mathrm{d}\Delta_0} + \Delta_0^2\frac{\mathrm{d}^2v(\Delta_0)}{\mathrm{d}\Delta_0^2}\right] = \Delta_0\arccos\Delta_0,$$

$$v_1(\Delta_1) = \frac{1}{2}\left[(D_1-\Delta_0)\frac{\mathrm{d}v(\Delta_1)}{\mathrm{d}\Delta_1} + \Delta_0^2\frac{\mathrm{d}^2v(\Delta_1)}{\mathrm{d}\Delta_1^2}\right]$$
$$= (\Delta_0 - D_1)\arccos\Delta_1 + D_1^2\mathrm{arctanh}\big(1-\Delta_1^2\big)^{1/2}.$$

На рис.3 показан профиль энерговклада в кюветах ЛЯН с толстым ($D_1 \geqslant 1$) цилиндрическим урановым слоем для трех D_0. Видно, что параболическая аппроксимация является практически точной до половины радиуса.

3. Перераспределение плотности газа в основной части кюветы

Особенности газодинамических процессов в ЛЯН состоят в следующем [6, 7, 9]: давление газа практически однородно поперек кюветы, а теплопроводность играет существенную роль лишь в узкой пристеночной области. Действительно, при $d_0 \sim 2$ см время релаксации поперечных градиентов давления $\tau_p \sim d_0/u_\mathrm{s} \sim 0.01$ мс (где $u_\mathrm{s} \sim 10^5$ см/с – скорость звука) много меньше длительности импульса $\tau^* \sim 1$ мс. Оценивая поперечную скорость газа как $u \sim d_0/\tau^*$, это условие можно понять как малость числа Маха: $M = u/u_\mathrm{s} \ll 1$. Размер же области, эффективно охваченной теплопроводностью за время τ, оценивается как

$$\lambda_T \simeq (\chi\tau)^{1/2}, \tag{8}$$

где χ – коэффициент температуропроводности ($\chi \sim 1$ см^2/с для инертных газов). Для импульса длительностью τ^* получаем $\lambda_T \sim 0.3$ мм $\ll d_0$. Это означает, что теплопроводность существенна лишь у стенок кюветы (холодных по сравнению с газом), где развивается термический погранслой [7], размеры которого соответствуют (8). Поперечное число Рейнольдса $\mathrm{Re} = d_0 u/\eta \sim 10^3 \gg 1$ ($\eta \sim 1$ см^2/с – кинематическая вязкость), а у стенки поперечная скорость становится равной нулю и без участия вязких сил, поэтому влияние вязкости на поперечное движение пренебрежимо мало и даже динамический погранслой не образуется.

Итак, в основной части кюветы газ полагается идеальным, нетеплопроводным и невязким, а его давление – однородным ($p = p(t)$). Тогда задача сводится к термодинамической [12]: энергия ΔE^*, поглощенная малым элементом газа объемом v, идет на приращение его внутренней энергии $E_T = pv/(\gamma-1)$ и работу по расширению $p\Delta v$, поэтому [19]

$$(\gamma-1)\Delta E^* = \gamma p\Delta v + v\Delta p.$$

С учетом сохранения массы ($\rho v = \rho_0 v_0$) получаем основное уравнение

$$(\gamma-1)\frac{\delta E^*}{\delta V\delta t} = \frac{\mathrm{d}p}{\mathrm{d}t} - \frac{\gamma p}{\rho}\frac{\mathrm{d}\rho}{\mathrm{d}t}. \tag{9}$$

Это уравнение можно получить и другим путем [9] – как нулевое приближение при разложении системы газодинамических уравнений (для идеального невязкого и нетеплопроводного газа) в ряд по степеням числа Маха. Для одномерного движения газа (в бесконечной плоской геометрии) решение (9) практически точно совпадает с численным решением системы газодинамических уравнений (для нетеплопроводного газа) [9] при $d_0/(u_\mathrm{s}\tau) = 0.05$, и даже при $d_0/(u_\mathrm{s}\tau) = 1$ выражение (9) хорошо описывает динамику сглаженного профиля плотности (на который, однако, при $M \to 1$ накладывается «рябь» акустических колебаний [9], не описываемых уравнением (9)).

Продольное движение газа здесь не учитывается (как и в работах [7–11]), хотя ситуация с продольным градиентом давления более деликатная: для кювет длиной порядка метра число Маха (для продольной скорости) при продольно-неоднородном энерговкладе может приблизиться к единице даже для миллисекундных импульсов, и тогда возникают продольные колебания давления [20]. Однако главный практический интерес представляет динамика поперечного профиля плотности; влиянием же на ход лучей продольных колебаний плотности можно пренебречь [21].

Давление газа определяется усредненным по объему энерговкладом за вычетом теплоотвода на стенки кюветы [22]:

$$p(t) = p^*(t) - \delta p(t),\ \frac{\mathrm{d}p^*}{\mathrm{d}t} = (\gamma-1)\left\langle\frac{\delta E^*}{\delta V\delta t}\right\rangle_V,$$
$$\frac{\mathrm{d}(\delta p)}{\mathrm{d}t} = \frac{\gamma-1}{V_\mathrm{g}}\oint_{S_V}\boldsymbol{q}\mathrm{d}\boldsymbol{S}, \tag{10}$$

где $p^*(t)$ – расчетное давление в пренебрежении теплоотводом; $\boldsymbol{q} = -k\nabla T$ – плотность потока тепла на стенку; k – коэффициент теплопроводности; T – температура газа. Область теплоотвода (где рефракция очень велика [6, 7]) должна быть мала, поэтому обусловленную им поправку к давлению δp можно полагать малой: $\delta p \ll p^*$. Пренебрегая теплоотводом ($\delta p = 0$) и полагая $f(\boldsymbol{r}, t) \approx f(r_0)$, из (3), (9), (10) получаем

$$p(t) \approx p^*(t) \equiv p_0[1 + \beta\Theta\psi(t)], \quad \beta = \frac{V_0}{V_\mathrm{g}}, \tag{11}$$

$$\frac{\rho_0}{\rho(r_0,t)} = \left(\frac{p_0}{p^*(t)}\right)^{1/\gamma}\left\{1 + \left[\left(\frac{p^*(t)}{p_0}\right)^{1/\gamma} - 1\right]\frac{f(r_0)}{\beta}\right\}, \tag{12}$$

$$\frac{T(r_0,t)}{T_0} = \left(\frac{p^*(t)}{p_0}\right)^{\Gamma}\left\{1 + \left[\left(\frac{p^*(t)}{p_0}\right)^{1/\gamma} - 1\right]\frac{f(r_0)}{\beta}\right\}, \tag{13}$$

$$\Gamma = \frac{\gamma-1}{\gamma},$$

что обобщает результаты [9, 12], полученные для герметичной кюветы при отсутствии буферных объемов ($\beta = 1$).

Этот подход в рамках указанных исходных приближений (нетеплопроводный невязкий газ при однородном давлении) не является единственно возможным. Так, в модели [10] полагалось, что отдельные элементы газа сначала изохорически нагреваются соответственно своему энерговкладу, а затем адиабатически расширяются или сжимаются до установления однородного давления. Эта модель приемлема лишь для малых энерговкладов, поскольку разогрев газа и его расширение – сжатие происходят одновременно, а не последовательно. Модель [11] основана на уравнении, аналогичном (9), но функция энерговклада полагалась неизменной в эйлеровых координатах, а его пропорциональность локальной плотности не учитывалась; по этой причине в модели [11] различие плотностей в двух точках с различным энерговкладом может быть, при достаточно больших энерговкладах, сколь угодно большим. Однако в пределе больших энерговкладов ($\Theta \to \infty$) в указанных приближениях формируется стационарный профиль плотности, обратный профилю энерговклада [9, 12]. Таким образом, модели [9, 12] являются наиболее последовательными, уступая в точности лишь численным расчетам [7, 8] с явным учетом теплопроводности. В [7] функция энерговклада также полагалась неизменной в лагранжевых координатах, а в [8] она не фиксировалась, что позволило впервые рассчитать смещение оптической оси при азимутально-неоднородном потоке нейтронов.

Хотя в основной части кюветы теплопроводность пренебрежимо мала, она все же влияет (через теплоотвод в погранслое) на давление газа, что игнорировалось в моделях [9 – 11]. В работе [12] уравнение (9) решалось для произвольной зависимости $p(t)$, которая затем находилась с учетом теплоотвода. Это решение, справедливое для произвольных трехмерных движений («уравнение неадиабаты»), имеет вид

$$\frac{\rho_0}{\rho(\boldsymbol{r},t)} = \left(\frac{p_0}{p(t)}\right)^{1/\gamma}\left[1+\frac{\Gamma}{p_0}\int_{t_0}^{t}\left(\frac{p_0}{p(t')}\right)^{\Gamma} Q(\boldsymbol{r}(t'),t')\mathrm{d}t'\right]. \quad (14)$$

Для поперечных движений газа, полагая $f(\boldsymbol{r},t) \approx f(r_0)$, из (3), (14) имеем [12]

$$\frac{\rho_0}{\rho(r_0,t)} = \left(\frac{p_0}{p(t)}\right)^{1/\gamma}[1+F(t)f(r_0)],$$

$$\frac{T(r_0,t)}{T_0} = \left(\frac{p(t)}{p_0}\right)^{\Gamma}[1+F(t)f(r_0)], \quad (15)$$

$$r^2(r_0,t) = \left(\frac{p_0}{p(t)}\right)^{1/\gamma}\left[r_0^2+F(t)\int_0^{r_0^2} f(r_0')\mathrm{d}r_0'^2\right],$$

$$F(t) = \frac{\Theta}{\gamma}\int_{t_0}^{t}\left(\frac{p_0}{p(t')}\right)^{\Gamma}\psi(t')\mathrm{d}t'. \quad (16)$$

Рассматривая теплоотвод как возмущение, оценим его из простых соображений. Пусть в момент времени t' температура газа в пристеночной области возрастает на δT (температуру стенки можно полагать равной начальной температуре газа T_0). Приращение плотности потока тепла на стенку, обусловленное этим приращением температуры, составит согласно (8)

$$\delta q(t) \simeq k\frac{\delta T(t')}{\lambda_T(t,t')}, \quad \lambda_T(t,t') = [\chi(t-t')]^{1/2},$$

$$\chi = \chi_0\frac{\rho_0}{\rho_1(t)}, \quad \chi_0 = \frac{k}{\rho_0 c_p}, \quad \frac{\rho_0}{\rho_1(t)} = \frac{p_0}{p^*(t)},$$

где $\rho_1(t)$ – плотность газа у стенки (коэффициент теплопроводности k полагается постоянным). Суммируя по импульсу, получаем плотность потока тепла на стенку

$$q(t) \simeq k\int_{t_0}^{t}\frac{\mathrm{d}T_1}{\mathrm{d}t}\bigg|_{t'}\frac{\mathrm{d}t'}{[\chi(t')(t-t')]^{1/2}}$$

$$= \frac{\gamma p_0}{\gamma-1}\int_{t_0}^{t}\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\left(\frac{T_1}{T_0}\right)\bigg|_{t'}\left(\frac{p^*(t')}{p_0}\right)^{1/2}\left(\frac{\chi_0}{t-t'}\right)^{1/2}\mathrm{d}t', \quad (17)$$

где $T_1(t)$ – температура газа в пристеночной области в пренебрежении теплоотводом (13), причем функцию энерговклада $f(r_0)$ ввиду малости толщины слоя можно приближенно заменить ее значением на стенке f_1. В активном объеме кюветы

$$\frac{\mathrm{d}T_{1\mathrm{a}}}{\mathrm{d}t} = T_0\Theta\left[f_1+\Gamma(\beta-f_1)\left(\frac{p_0}{p^*(t)}\right)^{1/\gamma}\right]\psi(t). \quad (18)$$

В буферном объеме, где газ разогревается адиабатическим сжатием ($f_1 = 0$),

$$\frac{\mathrm{d}T_{1\mathrm{b}}}{\mathrm{d}t} = T_0\Theta\Gamma\beta\left(\frac{p_0}{p^*(t)}\right)^{1/\gamma}\psi(t). \quad (19)$$

Общий поток тепла на стенки кюветы в пренебрежении теплоотводом на торцы определяется выражением

$$\oint_{S_V}\boldsymbol{q}\mathrm{d}\boldsymbol{S} \approx q_\mathrm{a}S_\mathrm{a}+q_\mathrm{b}S_\mathrm{b}, \ \frac{S_\mathrm{a}}{V_\mathrm{g}} = \beta\frac{S_\mathrm{a}}{V_0} = \beta\frac{4}{d_0},$$
$$\frac{S_\mathrm{b}}{V_\mathrm{g}} = (1-\beta)\frac{S_\mathrm{b}}{V_\mathrm{b}} = (1-\beta)\frac{4}{\varphi_1}, \quad (20)$$

где $S_\mathrm{a} = \pi d_0 l_0$ – площадь поверхности активного слоя; $S_\mathrm{b} = \pi\varphi_1(l_1-l_0)$ – площадь поверхности буферного объема V_b. Теплоотводом в зазоре между трубкой подложки и кюветой пренебрегаем. Для вклада теплоотвода в давление согласно (10), (17) – (20) имеем

$$\frac{\mathrm{d}(\delta p)}{\mathrm{d}t} = \frac{4\gamma p_0}{d_0}\int_{t_0}^{t}\left[\beta\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\left(\frac{T_{1\mathrm{a}}}{T_0}\right)\bigg|_{t'}+\frac{d_0}{\varphi_1}(1-\beta)\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\left(\frac{T_{1\mathrm{b}}}{T_0}\right)\bigg|_{t'}\right]$$

$$\times\left(\frac{p^*(t')}{p_0}\right)^{1/2}\left(\frac{\chi_0}{t-t'}\right)^{1/2}\mathrm{d}t'$$

$$= \beta\xi\Theta p_0\int_{t_0}^{t}G(t')\left(\frac{p^*(t')}{p_0}\right)^{1/2}\frac{\psi(t')\mathrm{d}t'}{(t-t')^{1/2}}, \ \xi = \frac{4\gamma}{d_0}\chi_0^{1/2},$$

$$G(t) = f_1+\Gamma\left(\frac{p_0}{p^*(t)}\right)^{1/\gamma}\left[\beta-f_1+(1-\beta)\frac{d_0}{\varphi_1}\right],$$

$$\delta p(t) = 2\beta\xi\Theta p_0\int_{t_0}^{t}G(t')\left(\frac{p^*(t')}{p_0}\right)^{1/2}(t-t')^{1/2}\psi(t')\mathrm{d}t'. \quad (21)$$

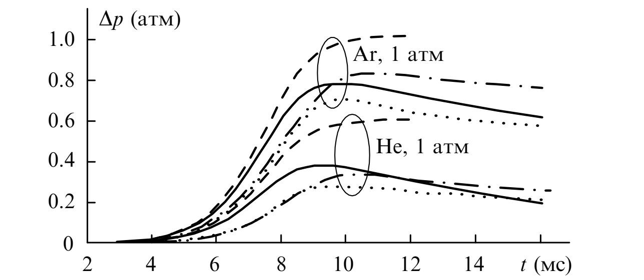

Рис.4. Приращение давления $\Delta p(t) = p^*(t) - \delta p(t) - p_0$: расчет $\Delta p(t)$ с учетом теплоотвода по формулам (10), (11), (21) (сплошная линия), без учета теплоотвода ($\delta p(t) = 0$) по формуле (11) (шриховая линия), численный расчет [7] (штрихпунктир) и экспериментальные данные [6] (пунктир).

Подставляя $\delta p(t)$ из (21) и $p^*(t)$ из (11) в (15), (16), получаем для плотности газа соотношения

$$\frac{\rho_{\rm a}(r_0,t)}{\rho_0} = \left(\frac{p^*(t)-\delta p(t)}{p_0}\right)^{1/\gamma}[1+F(t)f(r_0)]^{-1},$$
$$\frac{\rho_{\rm b}(t)}{\rho_0} = \left(\frac{p^*(t)-\delta p(t)}{p_0}\right)^{1/\gamma} \qquad (22)$$

в активном и буферном объемах соответственно. Для продольно-усредненной плотности имеем

$$\left\langle \frac{\rho(r_0,t)}{\rho_0} \right\rangle = \frac{l_0}{l_1}\frac{\rho_{\rm a}(r_0,t)}{\rho_0} + \frac{l_1-l_0}{l_1}\frac{\rho_{\rm b}(t)}{\rho_0}. \qquad (23)$$

Такова расчетная газодинамическая модель. Все расчетные параметры указаны в таблице. Пробег осколков деления в газе (в мг/см^2) определялся согласно [17, 18] выражением

$$R_0 = 0.755 + 0.388 A_0 Z_0^{-1/2},$$

где A_0 и Z_0 – атомный вес и атомный номер газа. Коэффициент χ_0 был принят равным 1.71 см^2/с для He, 0.20 см^2/с для Ar, 0.56 см^2/с для Ne (при $p_0 = 1$ атм и $T_0 = 20$°C) [23]. Величина Θ взята с поправочным фактором 0.9 для учета неоднородности слоев [22].

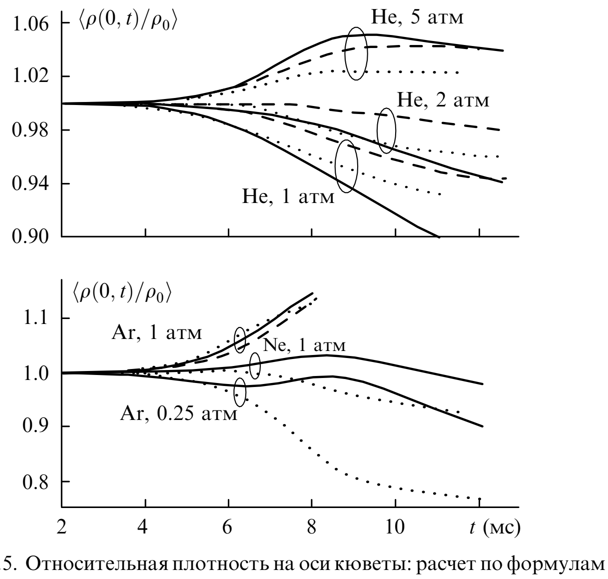

Рис.5. Относительная плотность на оси кюветы: расчет по формулам (16), (22), (23) (сплошная линия), численный расчет [7] (штриховая линия) и экспериментальные данные [6] (пунктир).

На рис.4 представлены типичные результаты расчета давления (с учетом и без учета теплоотвода) в сравнении с данными экспериментов [6] и численных расчетов [7] (в [7] максимум импульса был отнесен к $t_1 \approx 8$ мс). Расхождение с данными [6] на фронте импульса можно объяснить запаздыванием реакции датчика давления (расположенного на торце кюветы). Максимальное расчетное давление превышает измеренное (как и в [7]). Эта проблема уже обсуждалась [20, 22], однако полной ясности здесь еще нет.

На рис.5 приведены результаты расчетов относительной плотности (23) на оси кюветы ($r = 0$). Значительное расхождение с экспериментом наблюдается только для Ar низкого давления, когда существенным становится продольное движение газа.

4. Параболический коэффициент показателя преломления

Как показали эксперименты [6], поведение показателя преломления на большей части радиуса кюветы описывается зависимостью

$$n(r,t) = n(0,t) - \alpha(t) r^2. \qquad (24)$$

Наибольший практический интерес представляет параболический коэффициент $\alpha(t)$. С его помощью можно построить лучевую матрицу и рассчитать устойчивость резонатора, как это было сделано [24] для плоской кюветы ЛЯН. Для газов показатель преломления зависит от плотности как $n = 1 + C(\rho_0)\rho/\rho_0$; константы $C(\rho_0)$, использованные при обработке экспериментов [6] (и в наших расчетах), указаны в таблице.

Усредненный по длине кюветы параболический коэффициент

$$\langle\alpha(t)\rangle = -\left\langle \frac{\partial^2 n(r,t)}{2\partial r^2} \right\rangle = -\frac{C(\rho_0)}{2}\frac{\partial^2}{\partial r^2}\left\langle \frac{\rho(r_0,t)}{\rho_0} \right\rangle$$
$$= -\frac{l_0}{2l_1} C(\rho_0) \frac{\partial^2}{\partial r^2}\left(\frac{\rho_{\rm a}(r_0,t)}{\rho_0}\right). \qquad (25)$$

Учитывая особую роль приосевой области в генерации когерентного излучения, производную следует брать на оси, для чего целесообразно использовать квадратичное разложение функции энерговклада (7). Согласно (16)

$$\left(\frac{\partial r}{\partial r_0}\right)^2 = \left(\frac{p_0}{p(t)}\right)^{1/\gamma} \frac{r_0^2[1+F(t)f(r_0)]^2}{r_0^2 + F(t)\int_0^{r_0^2} f(r_0')\mathrm{d}r_0'^2},$$

$$\frac{\partial^2}{\partial r^2}\left(\frac{\rho(r_0,t)}{\rho_0}\right)\bigg|_{r=0} = \left(\frac{\partial r_0}{\partial r}\right)^2\bigg|_{r=0} \frac{\partial^2}{\partial r_0^2}\left(\frac{\rho(r_0,t)}{\rho_0}\right)\bigg|_{r_0=0}$$

$$= \left(\frac{p(t)}{p_0}\right)^{1/\gamma} \frac{1}{1+F(t)f_0} \frac{\partial^2}{\partial r_0^2}\left(\frac{\rho(r_0,t)}{\rho_0}\right)\bigg|_{r_0=0}, \; f_0 = f(0).$$

Подставляя сюда (22), с учетом (7) окончательно получаем

$$\frac{\partial^2}{\partial r^2}\left(\frac{\rho_{\rm a}(r_0,t)}{\rho_0}\right)\bigg|_{r=0} = -\left(\frac{p(t)}{p_0}\right)^{2/\gamma} \frac{F(t) f_0''}{[1+F(t)f_0]^3}, \qquad (26)$$

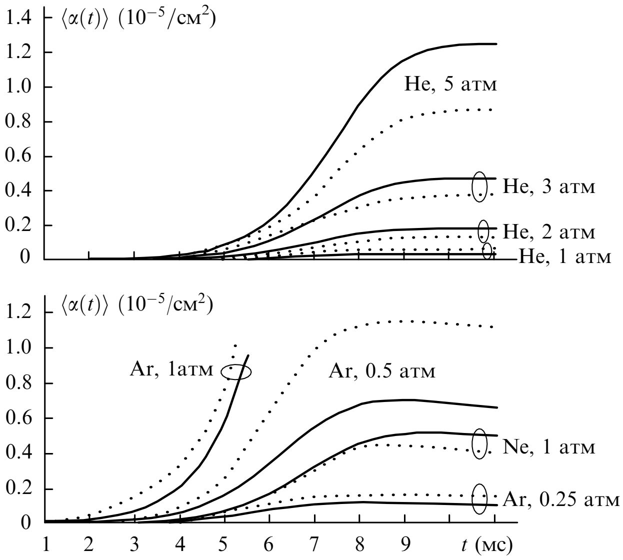

Рис.6. Теоретически рассчитанные (сплошные линии) и экспериментально измеренные [6] (пунктир) параболические коэффициенты на оси ячейки.

$$f_0'' = \frac{4}{d_0^2}\frac{j''(0)}{\bar{j}_0}.$$

Для малых энерговкладов в пренебрежении теплоотводом имеем

$$\frac{\partial^2}{\partial r^2}\left(\frac{\rho_{\mathrm{a}}(r_0,t)}{\rho_0}\right)\bigg|_{r=0} \approx -\frac{\Theta}{\gamma}\Psi(t)f_0'', \quad \Theta \ll 1.$$

Согласно (7) толщина слоя ощущается лишь для He при $p_0 = 1$ атм ($\varDelta_1 \approx 0.92$) и для Ar при $p_0 = 0.25$ атм ($\varDelta_1 \approx 0.93$); при этом $|v_1(\varDelta_1)| \approx 0.01 \ll v_0(\varDelta_0) \approx 0.2$. В других случаях $\varDelta_1 > 1$, поэтому для расчета f_0'' была использована более простая зависимость

$$f_0'' = 2D_0\frac{\arccos(D_0/2)}{\bar{j}_0 d_0^2}. \tag{27}$$

Результаты расчетов параболического коэффициента согласно (25)–(27) представлены на рис.6 в сравнении с экспериментальными данными работы [6].

Оптические неоднородности ведут к нарушению устойчивости резонатора [24] и создают угловую расходимость излучения, оцениваемую как $\vartheta \sim l_0(\partial n/\partial r) \sim l_0 d_0 \times\alpha(t)$, что к концу импульса дает $\vartheta \sim 10^{-4} - 10^{-3}$ в зависимости от давления и сорта газа.

Заключение

Таким образом, изложенный метод расчета оптических неоднородностей цилиндрических ЛЯН в пренебрежении вязкостью и теплопроводностью при однородном по объему давлении газа, определяемом с учетом теплоотвода на стенки кюветы, описывает экспериментальные данные в среднем не хуже, чем численные расчеты по специальной газодинамической программе. Он может быть использован для расчета лазерного излучения в кюветах ЛЯН и оптимизации лазерных резонаторов.

Авторы выражают благодарность А.А.Синянскому за поддержку работы.

1. Schneider R.T., Hohl F. *Advances in nuclear science and technology* (N.Y., Plenum Press, 1984, v.16, p.123).
2. Пупко В.Я. *Препринт ФЭИ № 1245* (Обнинск, 1981).
3. Карелин А.В., Синянский А.А., Яковленко С.И. *Квантовая электроника*, **24**, 387 (1997).
4. *Сб. докл. конф. «Физика ядерно-возбуждаемой плазмы и проблемы лазеров с ядерной накачкой»* (Обнинск, ФЭИ, 1992–1993, т.1–3).
5. *Сб. докл. II конф. «Физика ядерно-возбуждаемой плазмы и проблемы лазеров с ядерной накачкой»* (Арзамас-16, ВНИИЭФ, 1995, т. 1, 2).
6. Боровков В.В., Лажинцев Б.В., Мельников С.П., Мочкаев И.Н., Нор-Аревян В.А., Синянский А.А., Федоров Г.И. *Изв. АН СССР. Сер. физич.*, **54**, 2009 (1990).
7. Сизов А.Н., Дерюгин Ю.Н. *ЖТФ*, **62**, 107 (1992).
8. Качанов Б.В., Гулевич А.В. *Сб. докл. II конф. «Физика ядерно-возбуждаемой плазмы и проблемы лазеров с ядерной накачкой»* (Арзамас-16, ВНИИЭФ, 1995, т. 1, с.358).
9. Torczynski J.R. *J.Fluid.Mech.*, **201**, 167 (1989).
10. Анучин М.Г., Гребенкин К.Ф., Кандиев Я.З., Черепанова Е.И. *ЖТФ*, **61**, 3 (1991).
11. Гулевич А.В., Дубовская В.А., Зродников А.В., Качанов Б.В. *Сб. докл. конф. «Физика ядерно-возбуждаемой плазмы и проблемы лазеров с ядерной накачкой»* (Обнинск, ФЭИ, 1992–1993, т. 3, с.77).
12. Матьев В.Ю. *Сб. докл. II конф. «Физика ядерно-возбуждаемой плазмы и проблемы лазеров с ядерной накачкой»* (Арзамас-16, ВНИИЭФ, 1995, т. 1, с. 410).
13. Чикин К.Р., Харитонов В.В. *Атомная энергия*, **65**, 435 (1988).
14. Матьев В.Ю. *Сб. докл. конф. «Физика ядерно-возбуждаемой плазмы и проблемы лазеров с ядерной накачкой»* (Обнинск, ФЭИ, 1992–1993, т. 2, с. 79).
15. Матьев В.Ю., Сизов А.Н. *Сб. докл. конф. «Физика ядерно-возбуждаемой плазмы и проблемы лазеров с ядерной накачкой»* (Обнинск, ФЭИ, 1992–1993, т. 2, с.209).
16. Пупко В.Я. *Препринт ФЭИ № 1246* (Обнинск, 1981).
17. Казазян В.Т., Литвиненко Б.А., Рогинец Л.П., Савушкин И.А. *Физические основы использования кинетической энергии осколков деления в радиационной химии* (Минск, Наука и техника, 1972).
18. Kahn S., Harman R., Forgue V. *Nucl.Sci.Engng*, **23**, 8 (1965).
19. Станюкович К.П. *Неустановившиеся движения сплошной среды* (М., Наука, 1971).
20. Torczynski J.R., Neal D.R. *Nucl.Sci.Engng*, **113**, 189 (1993).
21. Матьев В.Ю. *Сб. докл. II конф. «Физика ядерно-возбуждаемой плазмы и проблемы лазеров с ядерной накачкой»* (Арзамас-16, ВНИИЭФ, 1995, т. 1, с. 421).
22. Боровков В.В., Влох Г.В., Лажинцев Б.В., Нор-Аревян В.А., Сизов А.Н., Синянский А.А., Филиппов Г.Э. *Квантовая электроника*, **22**, 219 (1995).
23. Чиркин В.С. *Теплофизические свойства материалов* (М., Физматгиз, 1959).
24. Neal D.R., Sweatt W.C., Torczynski J.R. *Proc.SPIE*, **965**, 130 (1988).

V.Yu.Mat'ev, V.V.Borovkov, S.P.Mel'nikov. Optical inhomogeneities in nuclear-pumped cylindrical lasers.

The optical inhomogeneities, formed as a result of the effect of the inhomogeneous energy input by the fission fragments irradiating the laser-active gas from thin uranium-containing layers, were calculated for cylindrical nuclear-pumped gas lasers. The results of the calculations agree with the experiment.