

## СЖАТИЕ ОБОЛОЧЕЧНЫХ МИШЕНЕЙ ПРИ НАГРЕВЕ ЛАЗЕРНЫМ ИМПУЛЬСОМ НАНОСЕКУНДНОЙ ДЛИТЕЛЬНОСТИ

*Н. Г. Басов, П. П. Волосевич, Е. Г. Гамалий,  
С. Ю. Гуськов, А. А. Ерохин, Ю. А. Захаренков,  
Н. Н. Зорев, А. А. Кологривов, В. Б. Розанов,  
А. А. Рупасов, А. А. Самарский, Г. В. Склизков,  
А. С. Шиканов*

Исследуется динамика газонаполненных оболочечных мишеней при облучении лазерным импульсом наносекундной длительности (режим «сжимающейся» оболочки), нагрев и сжатие дейтерия при схлопывании оболочки к центру, генерация термоядерных нейтронов. В экспериментах на установке «Кальмар» различными методами измерялись скорости движения оболочки и их времена схлопывания к центру. Измерялось объемное сжатие оболочек и нейтронный выход. Результаты опытов согласуются с численными расчетами и теоретической моделью, устанавливающей законы подобия физических процессов.

### Введение

Процесс нагрева и сжатия оболочечных мишеней, облучаемых лазерным импульсом наносекундной длительности в экспериментах на установке «Кальмар» при умеренных плотностях потока лазерного излучения до  $10^{14}$  Вт/см<sup>2</sup> (режим «сжимающейся оболочки» [1]), можно разделить на два этапа. Первый этап — образование короны лазерных мишеней (поглощение и рефракция греющего излучения, нагрев и ионизация вещества короны, формирование ее профиля плотности) — подробно описан в предыдущей работе [1]. В настоящей работе исследуется вторая стадия процесса — движение оболочки под действием реактивного импульса короны, процессы передачи от нее энергии сжимаемому термоядерному веществу, его нагрев и сжатие.

### § 1. Динамика движения оболочки

Возможность квазистационарного подхода к проблеме описания процессов формирования короны и динамики оболочки [2, 3] позволяет установить законы подобия физических процессов и получить с их помощью аналитические зависимости основных интегральных характеристик сжатия и нагрева мишени, таких, как время коллапса оболочки  $t^*$ , средние по массе газа значения его температуры  $\bar{T}_r(t^*)$  и плотности  $\bar{\rho}_r(t^*)$  в момент схлопывания, нейтронный выход  $N$  и т. д., от начальных параметров мишени и лазерного импульса. Уравнение движения неиспаренной части оболочки в предположении, что она бесконечно тонкая, имеет вид

$$M \frac{du}{dt} = 4\pi R^2 [P + \rho(v+u)^2 - P_r], \quad u(t=0) = 0. \quad (1)$$

Здесь  $u$  — скорость оболочки;  $R$  — координата границы испарения;  $P$ ,  $\rho$  и  $v$  — давление, плотность и скорость частиц короны на границе испаре-

ния;  $P_r$  — давление сжимаемого газа. Величина массы  $M$  определяется режимом испарения согласно формуле

$$dM/dt = -4\pi R^2 \rho_{об}^0 D, \quad M(t=0) = M_0, \quad (2)$$

где  $\rho_{об}^0$  — плотность неиспаренной оболочки, а  $D$  — скорость движения фронта волны испарения относительно оболочки.

При плотностях потока излучения неодимового лазера  $\lesssim 10^{14}$  Вт/см<sup>2</sup> состояние короны близко к одному из предельных случаев модели, рассмотренной ранее [2]. А именно, в этих условиях оболочка движется так, что большую часть времени поверхность критической плотности ( $\rho_{кр}$ ), где поглощается основная часть лазерной энергии, и поверхность Жуге лежат вблизи границы испарения. Тогда, записывая законы сохранения на разрыве в виде

$$v + u + D = c, \quad (3)$$

$$\rho_{об}^0 D = \rho_{кр} (v + u + D), \quad (4)$$

$$\frac{\dot{E}_{ab}}{4\pi R^2} = \rho_{кр} (v + u) \left[ \varepsilon + \frac{P}{\rho} + \frac{(v + u)^2}{2} \right], \quad \varepsilon = \frac{P}{(\gamma - 1)\rho}, \quad (5)$$

( $\dot{E}_{ab} = dE_{ab}/dt$  — средняя мощность поглощенного лазерного излучения и  $c$  — скорость звука в короне на границе испарения) и учитывая, что  $D \ll u + v$ , из этих формул получаем

$$\rho_{об}^0 D = \rho_{кр} c, \quad (6)$$

$$P + \rho (v + u)^2 = 2\rho_{кр} c^2, \quad (7)$$

где

$$c = \left[ \frac{2(\gamma - 1)}{3\gamma - 1} \left( \frac{\dot{E}_{ab}}{4\pi R_0^2 \rho_{кр}} \right) \right]^{1/3} \left( \frac{R_0}{R} \right)^{2/3} = \tilde{c} \left( \frac{R_0}{R} \right)^{2/3}. \quad (8)$$

Таким образом, уравнения (1) и (2) с учетом соотношений (6)–(8) полностью определяют самосогласованную задачу о схлопывании оболочки к центру под действием импульса испаряющейся массы. Решение уравнений (1), (2) с учетом (6)–(8) на стадии ускорения оболочки ( $P_r \ll P + \rho(v + u)$ ) в приближении  $\dot{E}_{ab} \approx \text{const}$  имеет вид

$$u = \tilde{u} \left( \frac{M_0}{M^*} \right)^{1/2} \left[ 1 - \left( \frac{R(t)}{R_0} \right)^{3/2} \right]^{1/2}, \quad \tilde{u} = \left( \frac{12}{5} \right)^{1/2} \left( \frac{R_0 \rho_{кр}}{\Delta_0 \rho_{об}^0} \right)^{1/2} \tilde{c}; \quad (9)$$

$$M^* = M(t^*) = C_1 M_0 \left[ 1 - \left( \frac{\tilde{M}}{M_0} \right)^{1/2} \right]^2, \quad \tilde{M} = \frac{5}{48} \left( \frac{R_0 \rho_{кр}}{\Delta_0 \rho_{об}^0} \right) M_0. \quad (10)$$

Здесь  $R_0$  и  $\Delta_0$  — начальные радиус и толщина оболочки.

Поскольку время торможения оболочки под действием сжимаемого газа значительно меньше времени ускорения, время коллапса  $t_a^*$  с достаточной степенью точности определяется интегрированием уравнения (9) и равно

$$t_a^* \approx C_2 \left( \frac{5}{12} \right)^{1/2} \frac{\pi}{2} \left( \frac{M^*}{M_0} \right)^{1/2} \frac{R_0}{\tilde{c}} \left( \frac{R_0 \rho_{кр}}{\Delta_0 \rho_{об}^0} \right)^{-1/2}. \quad (11)$$

Коэффициент гидродинамической передачи  $\eta = E_{\text{кнп}}/E_{\text{об}}(t^*)$  согласно (11) имеет вид

$$\eta \approx C_3^2 \frac{\gamma-1}{3\gamma-1} \left[ \left( \frac{12}{5} \right)^{1/2} \frac{1,43}{\pi} \right]^3 \left( \frac{R_0 \rho_{\text{кр}}}{\Delta_0 \rho_{\text{об}}^0} \right)^{1/2} \left( \frac{M_0}{M^*} \right)^{1/2}. \quad (12)$$

Полученные решения содержат лишь один размерный параметр  $\tilde{c}$ , масштаб скорости звука на разрыве и безразмерный параметр  $R_0 \rho_{\text{кр}}/\Delta_0 \rho_{\text{об}}^0$ , имеющих ясный физический смысл: отношение ускоряющей и ускоряемой поверхностных масс.

Таким образом, законы подобия (9)–(12) определяют зависимости основных характеристик динамики оболочки от начальных параметров мишени и лазерного импульса. Сравнение с результатами численных расчетов по программе «Луч» [1], моделирующих эксперименты на установке «Кальмар», показывает, что формулы (9)–(12) дают результаты, близкие к расчетным при значениях констант  $C_1, C_2, C_3$ , равных соответственно 0,8; 1,4; 1,6.

Интересно отметить взаимную связь динамики оболочки и гидродинамических процессов в короне. Эту взаимосвязь можно использовать для исследования динамики неиспаренной части оболочки, изучая процессы, протекающие в плазменной короне — той части лазерной плазмы, которая в настоящее время для режима сжимающейся оболочки является наиболее доступной экспериментальным методам диагностики. Так, в [1] указывалось на возможность определения времени схлопывания оболочки по измерению скорости движения ударной волны, выходящей в корону после отражения от центра мишени и прохождения по неиспаренной части оболочки. В настоящей работе для исследования динамики сжатия мишени используются также излучение плазмы на удвоенной частоте греющего света и рентгеновское излучение.

Как известно, генерация на второй гармонике происходит в короне лазерной мишени вблизи поверхности с критической плотностью ( $n_{\text{кр}} = 10^{21} \text{ см}^{-3}$  для излучения неодимового лазера) [4]. Как уже указывалось, при слабой зависимости потока лазерного излучения от времени поверхности критической плотности и неиспаренная часть оболочки движутся согласованно. Таким образом, с помощью  $R-t$ -диаграммы движения поверхности критической плотности, которая определяется по регистрации временной развертки изображения области светимости плазмы на частоте второй гармоники [5, 6], можно исследовать динамику движения самой неиспаренной части оболочки и, в частности, определить время ее схлопывания. Для экспериментального определения  $R-t$ -диаграммы движения поверхности с критической плотностью изображение плазмы в излучении гармоники  $2\omega_0$ , которое выделялось набором светофильтров, передавалось на щель фотоэлектронного регистратора. На рис. 1 представлены типичные  $R-t$ -диаграммы движения поверхности с критической плотностью, полученные при обработке фэрограмм изображения плазмы в излучении гармоники  $2\omega_0$ . На стадии формирования короны, когда скорость оболочки невелика, поверхность критической плотности движется наружу относительно начального положения внешней границы мишени, а затем начинает двигаться к центру. На стадии разлета неиспаренной части оболочки поверхность критической плотности снова удаляется от центра. Момент времени  $t(R_{\text{кр}}^{\text{min}})$ , соответствующий минимальному значению радиуса критической поверхности на  $R-t$ -диаграмме, однозначно связан с моментом схлопывания оболочки  $t^* = t(R_{\text{кр}}^{\text{min}}) + \delta t$ , причем  $\delta t$  — это время, за которое возмущение после остановки внутренней границы оболочки достигает критической поверхности. По порядку величины  $\delta t$  равно отноше-

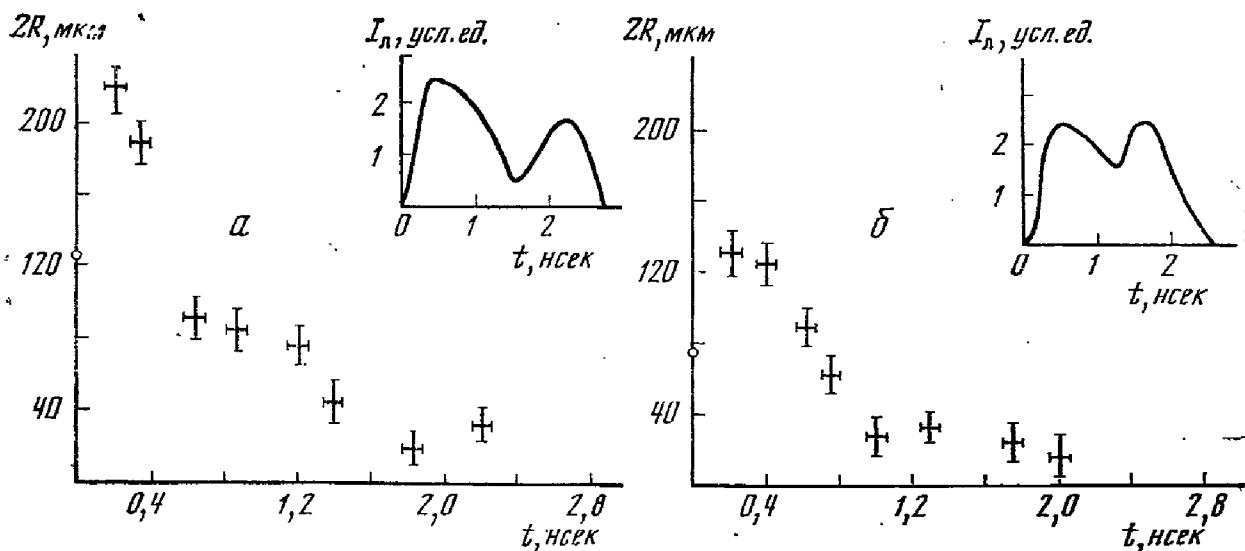


Рис. 1. Динамика движения критической области на стадии сжатия мишеней: *a* —  $2R=125$  мкм,  $\Delta=2,1$  мкм,  $P_D=15$  атм; *б* —  $2R=75$  мкм,  $\Delta=0,9$  мкм,  $P_D=15$  атм. В верхнем правом углу изображена форма греющего импульса,  $I_L$  — интенсивность лазерного излучения

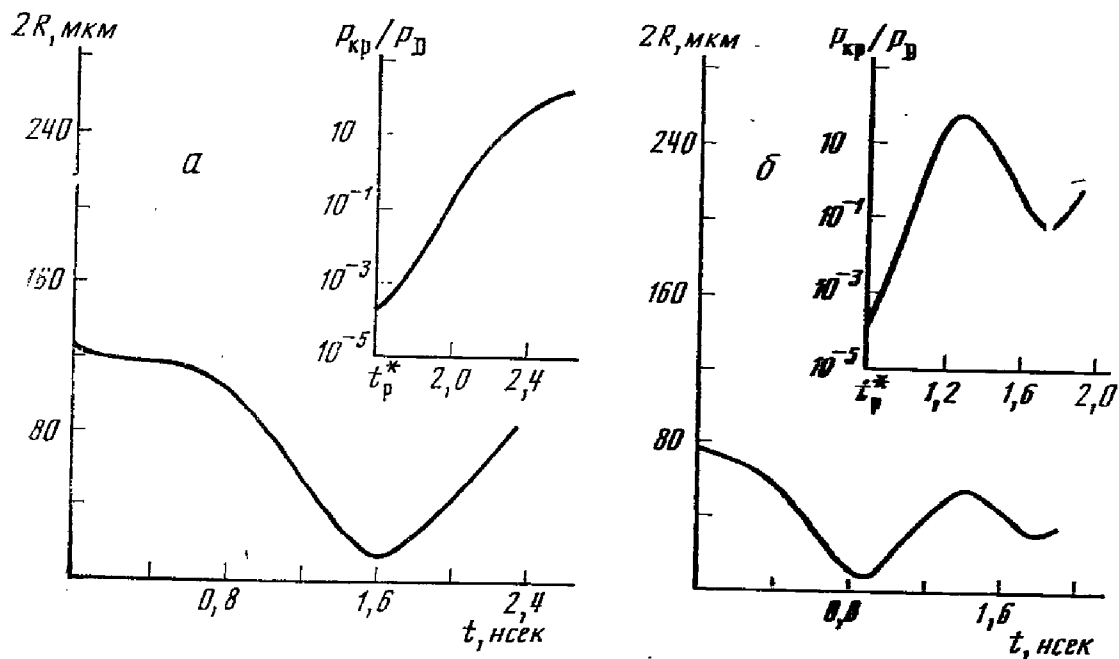


Рис. 2. Расчетные  $R-t$ -диаграммы движения внутренней границы оболочек: *a* —  $2R=125$  мкм,  $\Delta=2,1$  мкм,  $P_D=15$  атм; *б* —  $2R=75$  мкм,  $\Delta=0,9$  мкм,  $P_D=15$  атм. В верхнем углу показана временная эволюция отношения давлений в короне и сжатом веществе мишени

нию толщины оболочки  $\Delta$  к скорости звука в сжатой оболочке. Численный расчет дает для величины  $\delta t$  в условиях обсуждаемых экспериментов значения  $(0,1-0,15) \cdot 10^{-9}$  сек.

В таблице приведены времена схлопывания оболочек  $t_p^*$ , определенные по описанной выше методике в шести опытах [3], а также значения, полученные в численных расчетах по программе «Луч» —  $t_p^*$  и по формуле (11) —  $t_a^*$ . Из этих данных видно, что формула (11), полученная в рамках простой гидродинамической модели, правильно передает зависимость  $t^*$  от параметров оболочки и поглощенной энергии. Хорошее согласие с теоретическими результатами указывает на то, что давление короны и не-

№ опыта	Параметры оболочек			$E_{ab}$ , Дж	$t_3^*$ , нсек	$t_p^*$ , нсек	$t_a^*$ , нсек: формула (11)
	$2R_0$ , мкм	$\Delta$ , мкм	$P_D$ , атм				
1	125	2,25	0	$15 \pm 3$	$1,5 \pm 0,15$	1,5	1,02
2	125	2,1	15	$9 \pm 1,5$	$1,8 \pm 0,15$	1,7	1,1
3	100	1,2	0	$13 \pm 2,5$	$1,25 \pm 0,12$	1,1	0,75
4	98	1,4	0	$12 \pm 2$	$1,4 \pm 0,15$	1,3	0,86
5	90	1,1	22	$11 \pm 2$	$1,1 \pm 0,1$	0,95	0,66
6	75	0,9	15	$10 \pm 2$	$0,9 \pm 0,1$	0,8	0,53

Примечание. В таблице  $P_D$  — давление дейтерия,  $E_{ab}$  — поглощенная энергия,  $t_3^*$  — время схлопывания оболочек, определенное в эксперименте,  $t_p^*$  и  $t_a^*$  — значения, определенные численным расчетом и по формуле (11).

Испаренная масса оболочки в экспериментах были близки к расчетным. В расчетах давление вблизи поверхности с  $\rho_{кр}$  составляло  $10^5$ – $10^6$  атм,  $T_e(R_{кр}) \approx 0,5$ – $0,7$  кэВ, средняя степень ионизации  $\sim 10$ ,  $M^* \approx (60$ – $70)\% M_0$ , коэффициент гидродинамической передачи  $\eta \approx 5$ – $10\%$ . Значение температуры короны, определяемое в эксперименте, также составляло  $0,5$ – $0,7$  кэВ.

Для исследования временной эволюции распределения давления в мишени важное значение имеет изучение стадии разлета неиспаренной части оболочки. На рис. 2 приведены  $R$ – $t$ -диаграммы движения внутренней границы оболочки и временные зависимости отношения давлений сжатого газа и короны на стадии разлета, полученные в расчетах по программе «Луч» в условиях экспериментов,  $R$ – $t$ -диаграммы которых показаны на рис. 1. Интересной особенностью обладает разлет второй, более легкой, оболочки (рис. 2, б), время схлопывания которой  $t^* \approx 1$  нсек значительно меньше длительности лазерного импульса. К моменту окончания действия импульса она успевает сжаться вторично. Согласие экспериментальных и расчетных  $R$ – $t$ -диаграмм позволяет считать, что распределение давлений в мишени близко к расчетному.

Динамика оболочки исследовалась также с помощью измерений с временным разрешением спектра излучения гармоники  $2\omega_0$ , генерируемой в плазме в области критической плотности [7]. Сдвиг  $\Delta\lambda_{2\omega_0}$  (относительно номинального значения  $\lambda_0/2$ ) основной компоненты спектра гармоники, возникающей за счет линейной трансформации греющего излучения в продольные плазменные волны, обусловлен эффектом Доплера при движении области генерации [8]. Поэтому измерение зависимости сдвига  $\Delta\lambda_{2\omega_0}$  от времени позволяет восстановить временную эволюцию скорости движения области критической плотности плазмы.

На рис. 3 представлена  $v$ – $t$ -диаграмма, полученная из измерений временной эволюции спектра второй гармоники в одном из опытов. Временное разрешение описанных методов измерения  $R$ – $t$ - и  $v$ – $t$ -диаграмм движения поверхности критической плотности менее  $0,1$  нсек. Измеренные таким образом в различных опытах значения максимальной скорости движения оболочки к центру мишени менялись в пределах  $(3 \cdot 10^8$ – $10^7)$  см/сек, причем величина  $t^* \sim R_0/v_{max}$  изменялась в зависимости от параметров мишени согласно формуле (11).

Важную информацию о движении оболочки дают исследования рентгеновского излучения плазмы. На рис. 4 показана обскурграмма свечения плазмы в мягком рентгеновском излучении, снятая в эксперименте, когда для облучения мишеней использовался специально сформированный лазерный импульс, имевший два разделенных по времени максимума интен-

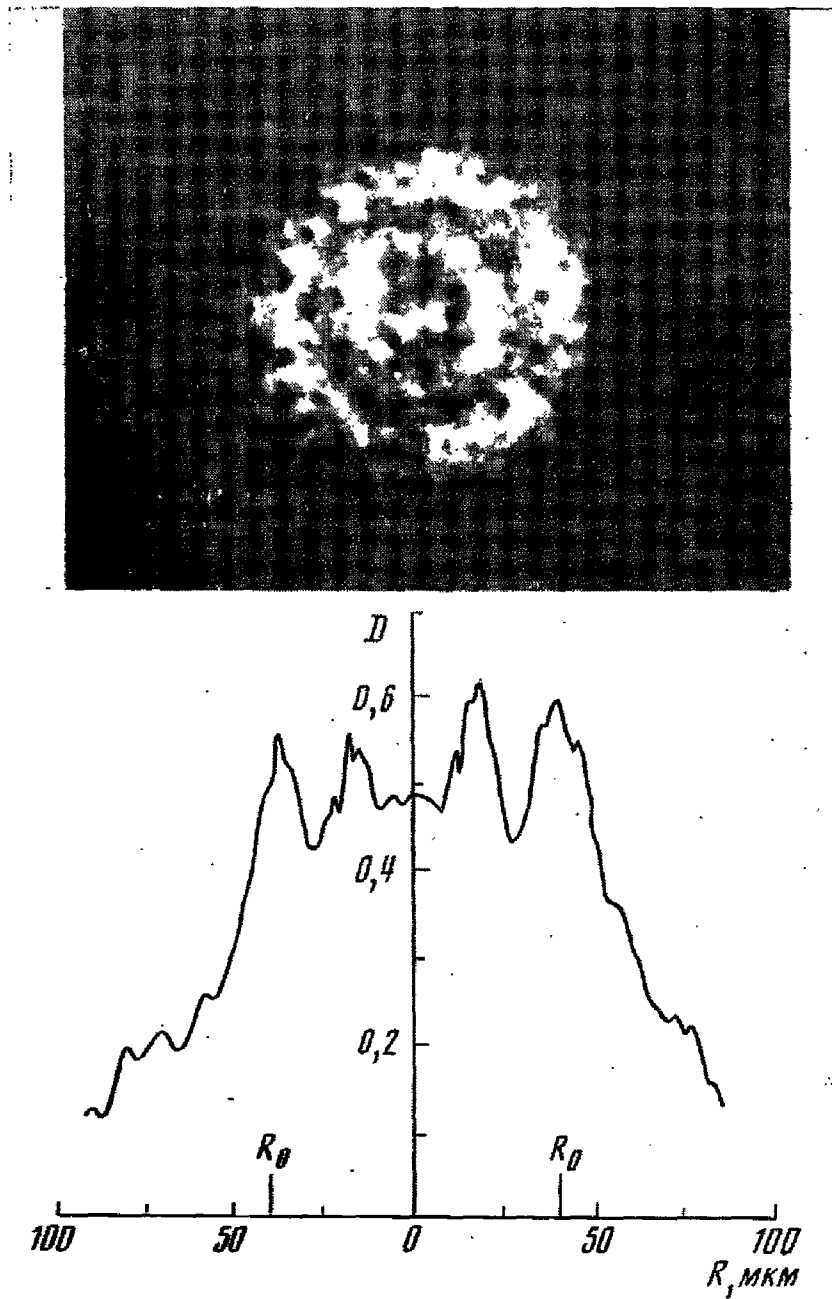


Рис. 4. Рентгеновская обскурорама и денситограмма сечення для мишени диаметром  $2R=80$  мкм с толщиной стенки  $\Delta R=1,5$  мкм, облучаемой двойным лазерным импульсом

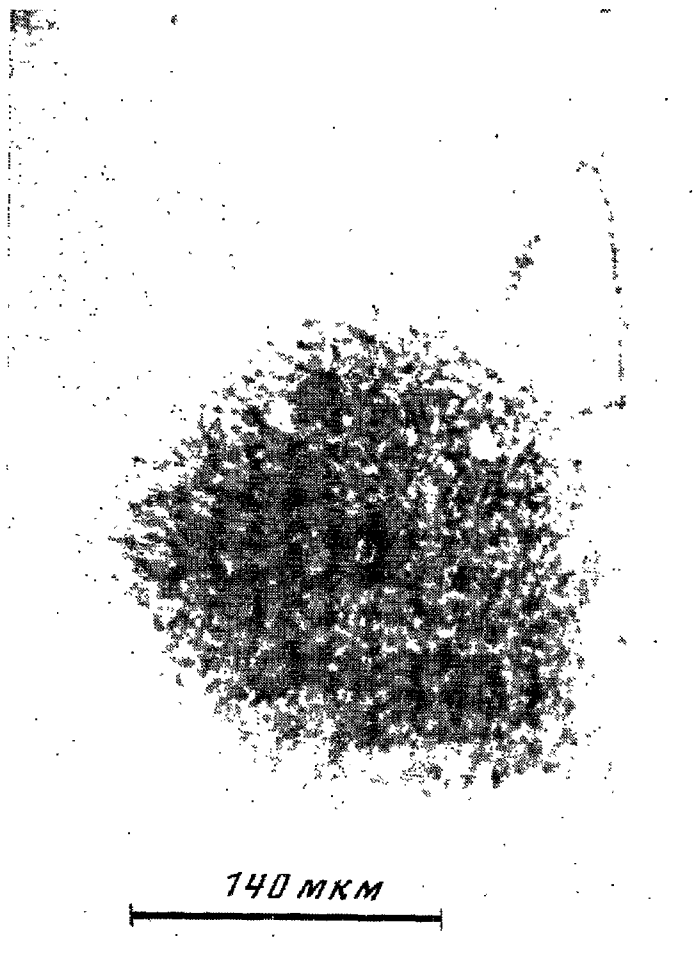


Рис. 6. Рентгеновская обскурограмма для мишени диаметром  $2R=140$  мкм с толщиной стенки  $\Delta R=2,2$  мкм и начальным давлением дейтерия  $P_D=35$  атм

сивности с интервалом 0,7–0,8 нсек и минимумом  $I_{max}/3$  между ними. Временная форма импульса регистрировалась с помощью фотоэлектронного регистратора с временным разрешением  $\sim 0,1$  нсек. Два внешних концентрических кольца на обскурограмме соответствуют приходу на плазму максимумов интенсивности лазерного излучения. Центральная область обскурограммы соответствует свечению сжатого ядра. Поскольку основной вклад в светимость плазмы в рентгеновском излучении дает область с плотностью, близкой к критической, использование лазерного импульса специальной формы для облучения мишеней позволяет получить две точки  $R-t$ -диаграммы. Однако при практическом использовании этих двух точек  $R-t$ -диаграммы, например для определения средней скорости движения оболочки, надо проявлять известную осторожность, поскольку вторая, более поздняя, точка  $R-t$ -диаграммы может принадлежать стадии разлета оболочки после момента коллапса.

Для данного эксперимента, демонстрирующего метод, оценки по формуле (11) дают для времени схлопывания величину, превышающую время прихода на плазму второго максимума греющего импульса. Средняя скорость схлопывания оболочки

$$u = [R(t_1) - R(t_2)] / (t_2 - t_1)$$

(где времена  $t_1$  и  $t_2$  соответствуют первому и второму максимумам импульса) оказывается равной  $3 \cdot 10^8$  см/сек.

На рис. 5 показана зависимость радиуса внешней светящейся кольцевой области от толщины оболочки в интегральных по времени обскурограммах, снятых в экспериментах с одиночным лазерным импульсом. Эта зависимость является результатом изменения динамики движения оболочки и критической поверхности с изменением толщины оболочки. Согласно результатам, полученным в данной работе, и выводам работы [2], расстояние, на которое удаляется область критической плотности наружу от поверхности мишени, промежуток времени, через который происходит изменение направления ее движения на обратное, а также общее время схлопывания возрастают с увеличением толщины стенки оболочки.

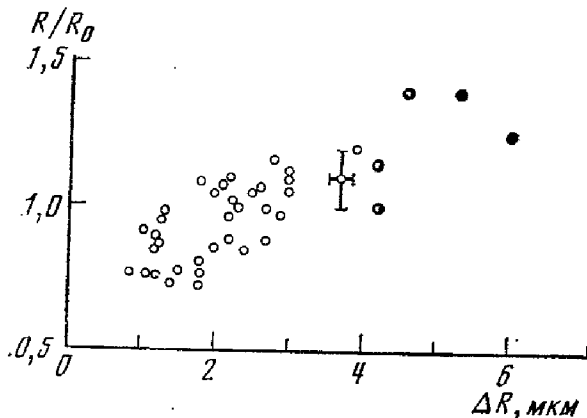


Рис. 5. Зависимость отношения диаметра внешней светящейся области рентгеновских обскурограмм к начальному диаметру мишеней от толщины стенки

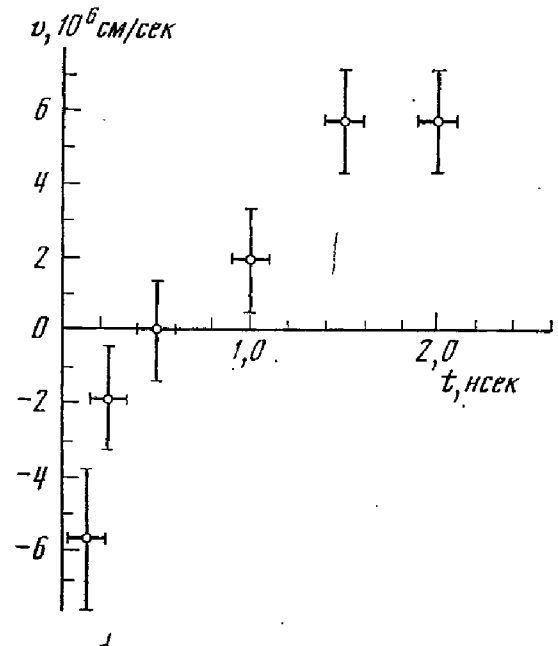


Рис. 3.  $v-t$ -диаграмма скорости движения области критической плотности для мишени диаметром  $2R = 163$  мкм с толщиной стенки  $\Delta R = 4,6$  мкм

К моменту прихода на мишень максимума интенсивности лазерного импульса ( $t(I_{max}) \sim 0,5$  нсек) область с критической плотностью будет удалена на различные расстояния от начального радиуса мишени для оболочек с различными толщинами стенки, что согласно указанным



выше особенностям  $R-t$ -диаграммы движения этой области приводит к зависимости, представленной на рис. 5.

## § 2. Нагрев и сжатие дейтерия. Нейтронный выход

Рассмотренная в предыдущем разделе простая теоретическая модель движения оболочки не учитывает стадию ее торможения, когда давление в короне становится меньше давления сжимаемого газа. На этой стадии к моменту схлопывания оболочки вся ее кинетическая энергия переходит во внутреннюю энергию сжимаемого газа  $\varepsilon_r(t^*)$  и оболочки  $\varepsilon_{об}(t^*)$ :

$$\eta E_{об}(t^*) = \varepsilon_r(t^*) + \varepsilon_{об}(t^*).$$

В момент схлопывания оболочки можно считать, что давление газа  $\bar{P}_r(t^*)$  и оболочки  $\bar{P}_{об}(t^*)$  примерно равны:  $\bar{P}_r(t^*) \approx \bar{P}_{об}(t^*)$ . Предполагая далее, что вещество мишени — идеальный газ, для средней температуры газа получаем уравнение

$$\bar{T}_r(t^*) = \eta E_{об}(t^*) / A_r m \left[ 1 + \frac{4}{3} \frac{\delta_r(t^*)}{\delta_{об}(t^*)} \frac{\rho_r^0}{\rho_{об}^0} \frac{M^*}{m} \right], \quad (13)$$

в котором  $m$  — масса газа,  $A_r$  — его удельная теплоемкость, а  $\rho_r^0$  и  $\rho_{об}^0$  — начальные плотности газа и оболочки. Степени сжатия газа и оболочки —  $\delta_r(t^*)$  и  $\delta_{об}(t^*)$  — определяются путем схематического рассмотрения режима сжимающейся оболочки как состоящего из двух стадий: прохождения через оболочку и газ ударной волны и последующего их адиабатического дожатия. В результате получаем

$$\delta_r(t^*) = \frac{\rho_r(t^*)}{\rho_r^0} \approx C_4 \cdot 20 \left[ M^*/m \left( 1 + \frac{4}{3} \frac{\delta_r(t^*)}{\delta_{об}(t^*)} \frac{\rho_r^0}{\rho_{об}^0} \frac{M^*}{m} \right) \right]^{1/(\gamma-1)}, \quad (14)$$

$$\delta_r(t^*)/\delta_{об}(t^*) \approx C_5 (1 + \sqrt{5})^{-2/\gamma} (\rho_{об}^0/\rho_r^0)^{1/\gamma}.$$

Показатель адиабаты  $\gamma = 5/3$ . Формулы (13) и (14) с учетом (12) определяют законы подобия для температуры и плотности мишени в момент коллапса при изменении начальных условий режима сжимающейся оболочки. Они дают величины, близкие к результатам численных расчетов по программе «Луч» при значениях коэффициентов  $C_4$  и  $C_5$ , равных 1,50 и 1,45.

Количество термоядерных нейтронов, образующихся в сферически-симметричной дейтериевой плазме, равно

$$N_{DD} = \int_0^\infty \int_0^{R(t)} \frac{n^2(r, t)}{2} \langle \sigma v \rangle_{DD} 4\pi r^2 dr dt. \quad (15)$$

Здесь  $n(r, t)$  — плотность плазмы,  $\langle \sigma v \rangle_{DD}$  — усредненное по максвелловскому распределению сечение реакции  $D+D$ , которое приближенно можно записать в степенной форме  $\langle \sigma v \rangle_{DD} = AT^k$ .

Диапазон температур сжатого дейтерия в обсуждаемых экспериментах составляет 0,1—1,0 кэВ; при этом температурная зависимость сечения реакции  $D+D$  очень сильная. Поэтому практически все нейтроны рождаются в течение короткого промежутка времени вблизи момента максимального сжатия. Поскольку при этом давление сжатого дейтерия значительно превосходит давление короны, уравнение движения оболочки на

стадиях адиабатического сжатия и разлета газа имеет вид ( $\gamma=5/3$ )

$$M \frac{du}{dt} = \pm 4\pi R^2 P_r, \quad P_r(t) = P_r(t^*) \left[ \frac{R(t^*)}{R(t)} \right]^5.$$

Решение этого уравнения дает следующие временные зависимости средних значений температуры и плотности газа на стадии образования нейтронов:

$$\begin{aligned} \bar{T}_r(t) &= \bar{T}_r(t^*) \left[ 1 + \left( \frac{t-t^*}{\tau} \right)^2 \right]^{-2}, \\ \rho_r(t) &= \bar{\rho}_r(t^*) \left[ 1 + \left( \frac{t-t^*}{\tau} \right)^2 \right]^{-3}, \end{aligned} \quad (16)$$

в которых характерное время инерциального удержания

$$\tau = \frac{R(t^*)}{c_r(t^*)} \left( \frac{M^*}{3m} \right)^{1/2},$$

$c_r = [^{2/3} A_r \bar{T}_r(t^*)]^{1/2}$  — скорость звука в газе в момент схлопывания  $t^*$ . Пространственное распределение температуры и плотности дейтерия можно приближенно определить из условий постоянства потока электронной теплопроводности

$$\kappa T_r^{5/2} \frac{\partial T_r}{\partial r} \approx \text{const}$$

и выравнивания давления газа  $\partial P_r / \partial r \approx 0$ :

$$\begin{aligned} T_r(r, t) &= T_r(0, t) (1-r/R)^{2/3}, \quad \rho_r(r, t) = \rho_r(0, t) (1-r/R)^{-2/3}, \\ T_r(0, t) &= 1,8 \bar{T}_r(t), \quad \rho_r(0, t) = \bar{\rho}_r(t) / 1,8. \end{aligned} \quad (17)$$

Подставляя выражения (17) с учетом (16) в (15) и проводя интегрирование, получим

$$N_{DD} \approx 3 \cdot 10^{16} \tau \frac{\pi^{1/2}}{4} \left[ \frac{257}{(k+3/2)(k+5)(k+17/2)} m \right] \bar{\rho}_r(t^*) \langle \sigma v \rangle |_{r_r=1,8 \bar{r}_r(t^*)}. \quad (18)$$

Регистрация нейтронного излучения в экспериментах на установке «Кальмар» осуществлялась как с помощью сцинтилляционных детекторов с умножителями, располагавшихся на различных расстояниях от мишени, так и интегральным индиевым активационным детектором. Временные измерения, выполненные тремя сцинтилляционными детекторами, показали, что энергия нейтронов, образующихся при сжатии стеклянных оболочечных мишеней, наполненных газообразным дейтерием, соответствует энергии нейтронов, возникающих в результате реакции D+D. Это подтверждает термоядерное происхождение регистрируемого нейтронного излучения. Большинство экспериментов с газонаполненными мишенями было проведено для оболочек с малыми диаметрами,  $2R_0 \lesssim 100$  мкм, и в них величина нейтронного выхода, который был нестабилен, достигала  $10^2 - 10^4$  частиц за вспышку. Максимальный нейтронный выход  $N \sim 3 \cdot 10^6$  нейтронов был зарегистрирован для стеклянной оболочечной мишени диаметром  $2R_0 \approx 140$  мкм с толщиной стенки  $\Delta_0 \approx 2,2$  мкм при начальном давлении дейтерия  $P_r^0 \approx 35$  атм [6].

Причина нестабильности нейтронного выхода в экспериментах на установке «Кальмар» заключается в очень сильной чувствительности его величины к начальным параметрам мишени и условиям опыта. Как пока-

зывает рассмотрение аналитической модели и численных расчетов по программе «Луч», вследствие сильной температурной зависимости скорости термоядерной реакции при  $T < 1$  кэВ, например, увеличение поглощенной энергии от 20 до 30 Дж или уменьшение начального давления дейтерия от 35 до 15 атм приводит к увеличению нейтронного выхода на порядок. Кроме того, согласно (18) основной вклад в образование термоядерных нейтронов вносит небольшая центральная масса дейтерия ( $\sim 20\text{--}30\%$   $m$ ) с температурами, близкими к максимуму пространственного распределения (17). Поэтому если в результате несимметрии сжатия (из-за неоднородности или разнотолщинности оболочки, из-за недостаточной однородности ее облучения лазерным излучением) максимум пространственного распределения температуры не реализуется, нейтронный выход может быть существенно ниже ожидаемого. Более подробно проблема нейтронного выхода в режиме сжимающейся оболочки на уровне поглощенной энергии  $\lesssim 50$  Дж будет рассмотрена в отдельной статье.

Величина объемного сжатия дейтерия определялась в экспериментах на установке «Кальмар» путем регистрации непрерывного рентгеновского излучения плазмы камерами-обскурами с пространственным разрешением 10 мкм. На рис. 6 представлена обскурорама плазмы в собственном рентгеновском ( $h\nu \sim 2$  кэВ) излучении для стеклянной оболочечной мишени диаметром  $2R_0 \approx 140$  мкм с толщиной стенки  $\Delta_0 \approx 2,2$  мкм, наполненной дейтерием с начальным давлением  $P_0 \sim 35$  атм. Наряду с наружной светящейся областью, соответствующей разлетающейся плазменной короне, видна внутренняя кольцеобразная структура — светящийся слой стекла, прилегающий к сжатому газу. Это позволяет определить объемное сжатие газа  $\delta_v$ . Давление дейтерия, сжатого в результате схлопывания оболочки, можно оценить по измерениям момента времени вторичного схлопывания в том случае, если время первого схлопывания оболочки значительно меньше длительности лазерного импульса.

Действительно, динамика разлета оболочки после первого схлопывания определяется соотношением давлений в короне и сжатом веществе мишени. Величина среднего давления в короне определяется по результатам экспериментального исследования параметров короны. Кроме того, его можно оценить из соотношений подобия настоящей работы, используя (7), (8). Временная эволюция давления сжатого вещества мишени определяется адиабатическим расширением и выражается через давление в момент первого схлопывания. Изложенная методика для эксперимента,  $R-t$ -диаграмма которого показана на рис. 1, б, дает для времени вторичного схлопывания  $t^* \sim 1,8$  псек, давление дейтерия  $P(t^*) \approx 10^9$  атм. Определение таким образом давления дейтерия вместе с рентгеновской методикой определения объемного сжатия позволяет сделать косвенное заключение о температуре дейтерия, которая в условиях указанного выше эксперимента составляла  $\sim 0,2\text{--}0,4$  кэВ. В серии экспериментов с параметрами оболочек:  $2R_0 \approx 120\text{--}140$  мкм,  $\Delta_0 \sim 2\text{--}3$  мкм при давлении дейтерия, заключенного в них, 30—35 атм величина объемного сжатия составляла  $\sim 10^3$ , что соответствует плотности сжатого дейтерия  $\rho_r(t^*) \approx 6\text{--}8$  г/см<sup>3</sup> и параметру  $\rho_r R \approx 5 \cdot 10^{-3}$  г/см<sup>2</sup>. Эти результаты хорошо согласуются с расчетами по программе «Луч» и оценками по формуле (14), которые предсказывают в указанных экспериментальных условиях  $\rho_r(t^*) \approx 4\text{--}7$  г/см<sup>3</sup>. Такое согласие позволяет утверждать, что в экспериментах на установке «Кальмар» нагрев и сжатие оболочек действительно осуществляются в режиме сжимающейся оболочки, отличительной чертой которого является внесение начальной энтропии в сжимаемое вещество мишени только ударной волной без предварительного прогрева быстрыми электронами и теплопроводностью.

### Заключение

Результаты исследований, изложенные в данной статье и в работе [1], позволяют составить замкнутую картину процесса нагрева и сжатия лазерных мишеней в режиме сжимающейся оболочки. На уровне лазерной энергии  $\sim 100$  Дж и плотностей потоков излучения  $\sim 10^{14}$  Вт/см<sup>2</sup> в оболочках с диаметрами 100—200 мкм поглощается порядка 20—30% энергии [1]. При этом основной вклад дает процесс обратного тормозного поглощения. Использование в гидродинамической модели классической спитцеровской теплопроводности при указанной выше величине поглощенной энергии позволяет дать в численных расчетах и теоретическом анализе близкое к экспериментальному описание состояния и динамики короны лазерных мишеней. Особенно наглядно это проявляется в идентификации с помощью численных расчетов экспериментально зарегистрированных возмущений профиля плотности лазерной мишени ударной волной, отраженной от центра [1]. В этой модели удается также хорошо описать динамику сжатия неиспаренной части оболочки, что приводит к удовлетворительному согласию экспериментальных и теоретических  $R-t$ -диаграмм критической поверхности, а также времен сжатия при различных параметрах мишени и лазерного импульса. Таким образом, по нашим представлениям, гидродинамика с классическим поглощением лазерного излучения и электронной теплопроводностью является адекватным методом описания сжатия и нагрева мишени в режиме умеренных потоков.

Следует отметить, что состояние сжатого и нагретого ядра мишени (распределение плотности и температуры, степень проникновения вещества оболочки в газ) сильно зависит от начальной асимметрии оболочки и облучения, которые в настоящее время известны недостаточно хорошо и являются предметом дальнейших экспериментальных и теоретических исследований.

Физический институт  
им. П. Н. Лебедева  
Академии наук СССР

Поступила в редакцию  
30 марта 1979 г.

### Литература

- [1] Ю. В. Афанасьев, Н. Г. Басов, Б. Л. Васин, П. П. Волосевич, Е. Г. Гамалий, С. Ю. Гуськов, Н. Н. Демченко, Ю. А. Захаренков, Н. Н. Зорев, А. А. Кологривов, В. Б. Розанов, А. А. Рупасов, А. А. Самарский, Г. В. Склизков, А. С. Шиканов. ЖЭТФ, 77, 10, 1979.
- [2] Ю. В. Афанасьев, Е. Г. Гамалий, О. Н. Крохин, В. Б. Розанов. ЖЭТФ, 71, 594, 1976.
- [3] Н. Г. Басов, П. П. Волосевич, Е. Г. Гамалий, С. Ю. Гуськов, Ю. А. Захаренков, О. Н. Крохин, В. Б. Розанов, Г. В. Склизков, А. С. Шиканов. Письма в ЖЭТФ, 28, 135, 1978.
- [4] В. П. Силин. Параметрическое воздействие излучения большой мощности на плазму, «Наука», 1973.
- [5] Ю. А. Захаренков, О. Н. Крохин, Г. В. Склизков, А. С. Шиканов. Квантовая электроника, 3, 1068, 1976.
- [6] Н. Г. Басов, А. А. Ерохин, Ю. А. Захаренков, Н. Н. Зорев, А. А. Кологривов, О. Н. Крохин, А. А. Рупасов, Г. В. Склизков, А. С. Шиканов. Письма в ЖЭТФ, 26, 581, 1977.
- [7] В. Ю. Быченко, Ю. А. Захаренков, О. Н. Крохин, А. А. Рупасов, В. П. Силин, Г. В. Склизков, А. Н. Стародуб, В. Т. Тихончук, А. С. Шиканов. Письма в ЖЭТФ, 26, 500, 1977.
- [8] Н. Г. Басов, В. Ю. Быченко, О. Н. Крохин, М. В. Осипов, А. А. Рупасов, В. П. Силин, Г. В. Склизков, А. Н. Стародуб, В. Т. Тихончук, А. С. Шиканов. Препринт ФИАН СССР № 256, 1978.

**COMPRESSION OF SHELL TARGETS ON HEATING  
BY A NANOSECOND DURATION LASER PULSE**

*N. G. Basov, P. P. Volosevich, E. G. Gamalii, S. Yu. Guskov,  
A. A. Yerokhin, Yu. A. Zakharenkov, N. N. Zoryev,  
A. A. Kologrivov, V. B. Rozanov, A. A. Rupasov,  
A. A. Samarsky, G. V. Sklizkov, A. S. Shikanov*

The dynamics of gas-filled shell targets irradiated by nanosecond laser pulses («compressing» shell regime), the heating and compression of deuterium on collapse of the shell and the generation of thermonuclear neutrons are investigated. The velocity of the shell and the collapse time are measured by various techniques on the «Kalmar» device. Volume compression of the shells and the neutron yield are measured. The results of the experiments are in agreement with numerical calculations and with the theoretical model which establish the similarity laws for physical processes.

---