

## ГЕНЕРАЦИЯ ВТОРОЙ ГАРМОНИКИ И ИЗМЕРЕНИЕ СКОРОСТИ СЖАТИЯ ВЫСОКОАСПЕКТНЫХ ОБОЛОЧЕЧНЫХ МИШЕНЕЙ

Н.Г.Басов, М.П.Калашников, Ю.А.Михайлов, М.В.Осинов,  
А.А.Рупасов, Г.В.Склизков, С.И.Федотов, А.С.Шиканов

На установке "Дельфин-1" по генерируемой в плазме второй гармонике частоты греющего лазера зарегистрированы скорости сжатия высокоаспектных ( $A_s > 100$ ) оболочечных мишеней до 300 км/с.

Скорость сжатия оболочечной мишени является одним из наиболее важных параметров, определяющим возможность достижения термоядерных температур сжимаемого вещества. В настоящей работе методы диагностики динамики области критической плотности  $n_c \approx 10^{21} \text{ см}^{-3}$ <sup>1,2</sup>, применяются для исследования сжатия высокоаспектных ( $A_s = R_0/\Delta_0 > 100$ , где  $R_0$  – радиус оболочки,  $\Delta_0$  – ее толщина,  $A_s$  – аспектное отношение) мишеней на лазерной установке "Дельфин-1"<sup>3</sup>. Интерес к таким мишеням связан с возможностью достижения высоких скоростей сжатия  $u > 2 \cdot 10^7 \text{ м/с}$  и величин гидродинамического коэффициента передачи до 20%, что обусловлено испарением к моменту коллапса значительной части оболочки<sup>4</sup>.

Шесть составных пучков установки "Дельфин-1" с суммарной энергией до 1 кДж обеспечивали плотность потока на поверхности мишени  $q_0 \lesssim 5 \cdot 10^{13} \text{ Вт/см}^2$  при длительности импульса  $\tau_{\text{л}} \approx 2,3 \text{ нс}$ . Коэффициент поглощения энергии составлял  $\sim 50\%$ . Использовались стеклянные оболочки с  $A_s \approx 100 - 300$  ( $R_0 \approx 170 - 280 \text{ мкм}$ ,  $\Delta_0 \approx 0,7 - 2,4 \text{ мкм}$ ), а также полистирольные оболочки с невысоким  $A_s < 30$ . Изображение мишени передавалось объективом с 10-и кратным увеличением на щель спектрографа ИСП-51. Спектральное разрешение составляло  $2 \text{ \AA}$ , пространственное –  $20 \text{ мкм}$  (по объекту).

Спектр греющего излучения имел ширину (по уровню 1/2 интенсивности)  $\delta\lambda_0 \approx 100 \text{ \AA}$  с максимумом на  $\lambda_0 \approx 10598 \text{ \AA}$ . Ширина спектра генерируемой в плазме гармоники  $2\omega_0$  ( $\omega_0$  – частота лазера) составила  $\delta\lambda_2 \approx 50 \text{ \AA}$ , а максимум был смещен в сторону больших длин волн (относительно  $\lambda_0/2 \approx 5299 \text{ \AA}$ ) на величину  $\Delta\lambda_2 \approx 5 - 12 \text{ \AA}$  (рис. 1). Лишь в некоторых выстрелах наряду с основной компонентой гармоники зарегистрирована дополнительная широкая ( $\delta\lambda_2 \approx 150 \text{ \AA}$ ) компонента (пьедестал) с малым превышением ее интенсивности над континуумом. Коэффициент трансформации лазерной энергии в гармонику  $2\omega_0$  составил  $10^{-7} - 10^{-8}$ .

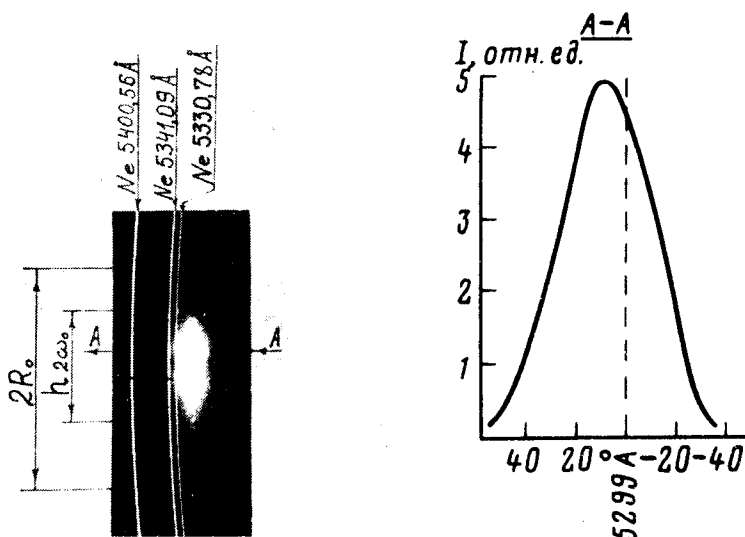


Рис. 1. Типичная спектрограмма гармоники  $2\omega_0$  и ее денситограмма для стеклянной оболочки

Однокомпонентная структура спектра гармоники  $2\omega_0$  и его малая ширина ( $\delta\lambda_2 \approx \delta\lambda_0/2$ ) свидетельствуют о том, что гармоника образуется в результате слияния с греющим излучением плазменных колебаний, возникающих вблизи  $n_c$  при линейной трансформации падающего излучения<sup>5</sup>. Малая же интенсивность пьедестала указывает на незначительный вклад параметрических процессов в генерацию гармоники<sup>5</sup>.

Сдвиг максимума спектра гармоники  $2\omega_0$ , генерируемой за счет линейной трансформации, обусловлен эффектом Доплера при движении области  $n_c$ <sup>4,5</sup>. На этом основана диагностика скорости ее движения  $u_c(t)$  по величине сдвига  $\Delta\lambda_2(t): u_c(t) = c \Delta\lambda_2(t)/\lambda_c$ <sup>4,5</sup>. Наличие в данных экспериментах лишь интегральных по времени измерений спектра гармоники позволяет получить информацию о скорости  $u_c$  для моментов времени, соответствующих максимуму интенсивности гармоники. На рис. 2 представлена зависимость определенной таким образом скорости  $u_c$  от величины  $(q_a/10^{13})^{0,44} (A_s/\rho_0)^{1/2}$  ( $q_a$  — плотность потока поглощенной энергии в Вт/см<sup>2</sup>,  $\rho_0$  — плотность вещества мишени в г/см<sup>3</sup>) для полистирольных и высокоаспектных стеклянных оболочек. Такая комбинация параметров выбрана в соответствии с "экспериментальным" скейлингом  $\bar{u} = 1,2 \cdot 10^6 (q_a/10^{13})^{0,44} (A_s/\rho_0)^{1/2}$  для средней скорости сжатия оболочки, полученным в<sup>4</sup> и удовлетворяющим совокупности практически всех измерений времени сжатия  $t^* = R_0/\bar{u}$  в различных лабораториях. Через экспериментальные точки, которые, как следует из рис. 2, лежат в диапазоне  $(1,2 \div 3,2) \cdot 10^7$  см/с можно провести прямую, соответствующую пропорциональной зависимости с коэффициентом  $K_D \approx 2,2 \cdot 10^6$ , что в 1,8 раза превышает коэффициент из скейлинга. Для сравнения отметим, что прямая, проведенная через точки, полученные тем же методом для низкоаспектных ( $A_s < 30$ ) оболочек на установке "Кальмар", соответствует коэффициенту пропорциональности  $K_K \approx 10^6$ , который несколько ниже, чем по скейлингу (рис. 2, а).

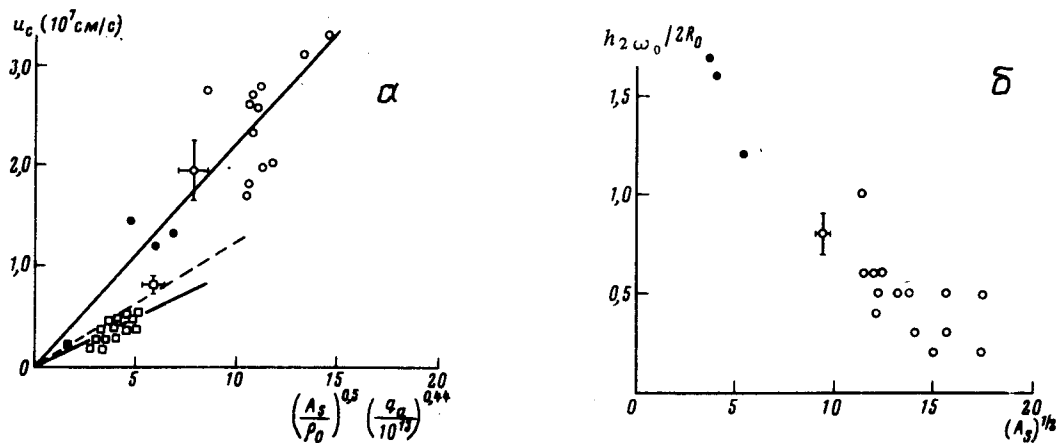


Рис. 2. а — Зависимости  $u_c$  от  $(q_a/10^{13})^{0,44} (A_s/\rho_0)^{1/2}$ , полученные на установках "Дельфин-1" (кружки) и "Кальмар" (квадраты) для оболочек из стекла (○, □) и полистирола (●, ■); пунктир — "экспериментальный" скейлинг<sup>4</sup>; б — зависимость размера светящейся области на частоте гармоники  $2\omega_0$  (по уровню 1/100 интенсивности) от величины  $A_s^{1/2}$  ("Дельфин-1")

Указанное несоответствие полученных данных и скейлинга связано с различием динамики процесса сжатия в этих двух сериях экспериментов. Действительно, для низкоаспектных оболочек характерна малая величина ускорения, так что к моменту максимума интенсивности гармоники  $2\omega_0$  оболочка обладает скоростью, меньшей средней скорости за весь процесс сжатия. Об этом свидетельствуют также временные измерения интенсивности и спектра гармоники  $2\omega_0$ , выполненные на установке "Кальмар"<sup>1,5</sup>. Напротив, для высокоаспектных оболочек ("Дельфин-1") большая величина ускорения приводит к тому, что к моменту

наибольшей светимости на частоте  $2\omega_0$  оболочка успевает ускориться практически до максимальных скоростей (превышающих среднюю скорость сжатия), а, значит, и пройти значительную часть начального радиуса. Таким образом, для низкоаспектных оболочек описанный выше метод дает скорость области  $n_c$  на начальной стадии процесса сжатия, а для высокоаспектных — на его конечной стадии, когда область  $n_c$  движется уже со скоростью, близкой к скорости зоны абляции. Отсюда также следует, что для высокоаспектных оболочек должно наблюдаться уменьшение размера  $h_{2\omega_0}$  светящейся области на частоте гармоники  $2\omega_0$  (при интегральной по времени регистрации) с увеличением скорости  $u_c$ , которая, в свою очередь (рис. 2, а) возрастает с увеличением  $A_s$ . Такая зависимость действительно была обнаружена (рис. 2, б). Оказалось, что размер светящейся области уменьшается от  $h_{2\omega_0} \approx 2R_0$  до  $h_{2\omega_0} \approx 0,4R_0$  при возрастании  $A_s$  от 90 до 300. В случае же полистирольных оболочек ( $15 < A_s < 30$ ) размер  $h_{2\omega_0}$  даже превышает начальный размер мишени. Последнее связано с тем, что в начальной стадии процесса сжатия область  $n_c$  движется **наружу** от поверхности мишени, а лишь затем (вследствие движения неиспаренной оболочки к центру) начинает двигаться в противоположную сторону<sup>2</sup>. Для низкоаспектных полистирольных оболочек при малой величине ускорения максимум свечения гармоники  $2\omega_0$  соответствует начальной стадии процесса сжатия (но когда область  $n_c$  уже движется по направлению к центру мишени, поскольку на спектрограммах сдвиг гармоники — "красный"), что должно приводить к размерам светящейся области  $h_{2\omega_0} > 2R_0$ .

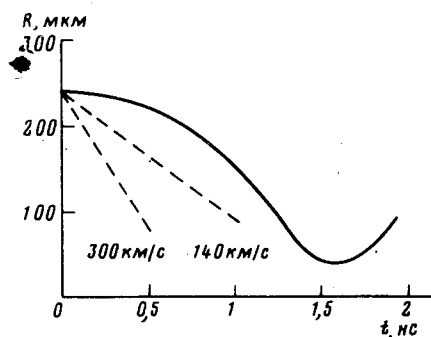


Рис. 3.  $R - t$ -диаграмма сжимающейся оболочки, полученная с помощью рентгеновского ЭОПа. Пунктирные прямые соответствуют скоростям  $u \approx 140$  км/с и  $u \approx 300$  км/с

Измерения скорости сжатия по доплеровскому сдвигу гармоники  $2\omega_0$  согласуются с данными, полученными в той же серии экспериментов посредством временной развертки рентгеновского изображения плазмы. Так, на рис. 3 показана траектория движения сжимающейся оболочки ( $2R_0 \approx 482$  мкм,  $A_s \approx 195$ ), полученная при помощи рентгеновского электронно-оптического преобразователя<sup>6</sup>. Видно, что средняя скорость движения оболочки составляет  $\bar{u} \approx 140$  км/с, а скорость ее на конечном этапе сжатия равна  $u_{max} \approx 300$  км/с. Измерение скорости области  $n_c$  по доплеровскому сдвигу гармоники  $2\omega_0$  дало в этом опыте значение  $u_c \approx 275$  км/с, близкое к скорости оболочки в конце процесса сжатия. Таким образом на установке "Дельфин-1" достигнуты скорости, рекордные для экспериментов по сжатию оболочечных мишеней в абляционном режиме.

#### Литература

1. Быченков В.Ю., Захаренков Ю.А., Крохин О.Н., Рупасов А.А., Силин В.П., Склизков Г.В., Стародуб А.Н., Тихончук В.Т., Шиканов А.С. Письма в ЖЭТФ, 1977, 26, 500.
2. Басов Н.Г., Ерохин А.А., Захаренков Ю.А., Зорев Н.Н., Кологривов А.А., Крохин О.Н., Рупасов А.А., Склизков Г.В., Шиканов А.С. Письма в ЖЭТФ, 1977, 26, 581.
3. Басов Н.Г., Данилов А.Е., Круглов Б.В. и др. Квантовая электроника. 1982, 9, 385.

4. *Захаренков Ю.А., Склизков Г.В., Шиканов А.С.* Квантовая электроника, 1983, № 8.
5. *Басов Н.Г., Быченков В.Ю., Крохин О.Н. и др.* Квантовая электроника, 1979, 6, 1829.
6. *Басов Н.Г., Калашников М.П., Михайлов Ю.А. и др.* ЖТФ, 1982, 8, 669.

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

Поступила в редакцию  
4 февраля 1983 г.

---