

## СЖАТИЕ СТЕКЛЯННЫХ ОБОЛОЧЕК С ДТ-ГАЗОМ ПРОФИЛИРОВАННЫМ ЛАЗЕРНЫМ ИМПУЛЬСОМ

В.Г.Бородин, В.М.Комаров, В.Б.Крюченков, А.А.Мак,  
В.А.Малинов, В.М.Мигель, Л.И.Мялицин,  
Н.В.Никитин, В.А.Подгорнов, Н.А.Соловьев,  
А.В.Чарухчев, В.Н.Чернов

В опытах на шестиканальной лазерной установке "Прогресс" исследовано влияние профилирования греющего лазерного импульса на сжатие стеклянных оболочечных мишеней с ДТ-газом. Показана возможность повышения сжатия ДТ-газа по сравнению с использованием гауссова импульса.

Проблема получения высоких сжатий ДТ-горючего является одной из центральных в лазерном термоядерном синтезе. В<sup>1</sup> было предложено использовать профилированный во времени лазерный импульс для достижения высоких сжатий сплошных мишеней из твердого ДТ. Однако эта идея так и не была проверена экспериментально, поскольку применение оболочечных мишеней с ДТ-газом позволило достичь высоких плотностей и при простой (гауссовой) форме импульса. Тем не менее и в случае оболочечных мишеней, как следует из расчетов<sup>2,3</sup>, профилирование импульса может повысить сжатие ДТ-газа в 10-50 раз.

В данной работе впервые экспериментально исследовано сжатие стеклянных оболочек с ДТ-газом профилированным лазерным импульсом. Опыты проводились на шестиканальной Nd-установке "Прогресс"<sup>4,5</sup> при плотности потока греющего излучения  $q \approx 10^{15}$  Вт/см<sup>2</sup>. Облучались две группы мишеней: (1)  $\Phi 80-100$  мкм и (2)  $\Phi 150-160$  мкм. Толщина оболочек составляла 0,5-0,7 мкм, а разнотолщинность  $\leq 4\%$ . Мишени заполнялись ДТ-газом с давлением 10-25 атм, причем в большинство мишеней в диагностических целях добавлялся Ne с давлением  $2 \div 3,5$  атм.

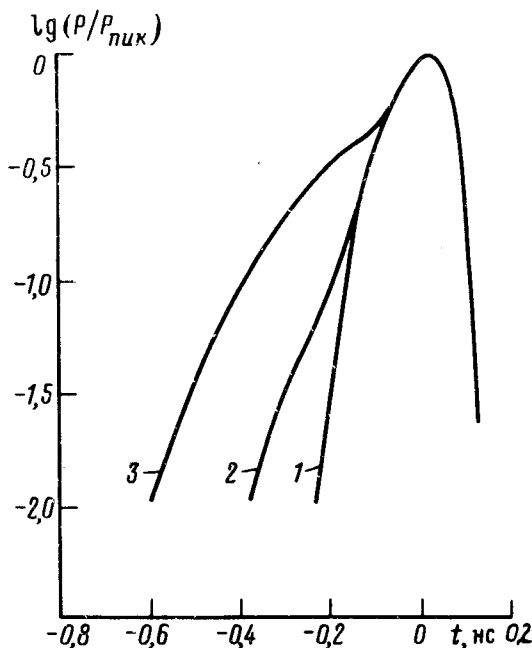


Рис. 1. Временные профили лазерных импульсов

Формирование профилированных импульсов осуществлялось электрооптическими дефлекторами<sup>4</sup>. Выбор параметров импульсов производился на основе результатов расчетов по программе "Заря"<sup>2</sup>. Используемые импульсы ( $\lambda = 1,06$  мкм) имели одинаковую длительность

на полувысоте 0,2 нс, такую же, как и у гауссова импульса (рис. 1, кривая 1), которым также облучались обе группы мишеней. Мишени первой группы облучались импульсом с длительностью переднего фронта по уровню 0,01  $\tau = 0,4$  нс (кривая 2), второй группы —  $\tau = 0,6$  нс (кривая 3). Контраст импульсов по мощности составляет  $10^8$  за 1 нс до максимума. В этих экспериментах был применен предложенный в <sup>6</sup> метод повышения равномерности облучения мишеней путем сглаживания пучков фазовыми пластинами (ФП). Каждый из шести пучков  $\varnothing 110$  мм перед фокусировкой на мишень  $f/1,5$ -объективами разбивался регулярными ФП <sup>7</sup> на  $\sim 600$  элементарных квадратных пучков, имеющих сдвиг фазы  $\pi$  по отношению к соседнему. Пучки фокусировались на расстояние  $\sim 2,5R_M$  ( $R_M$  — радиус мишени) за центр мишени.

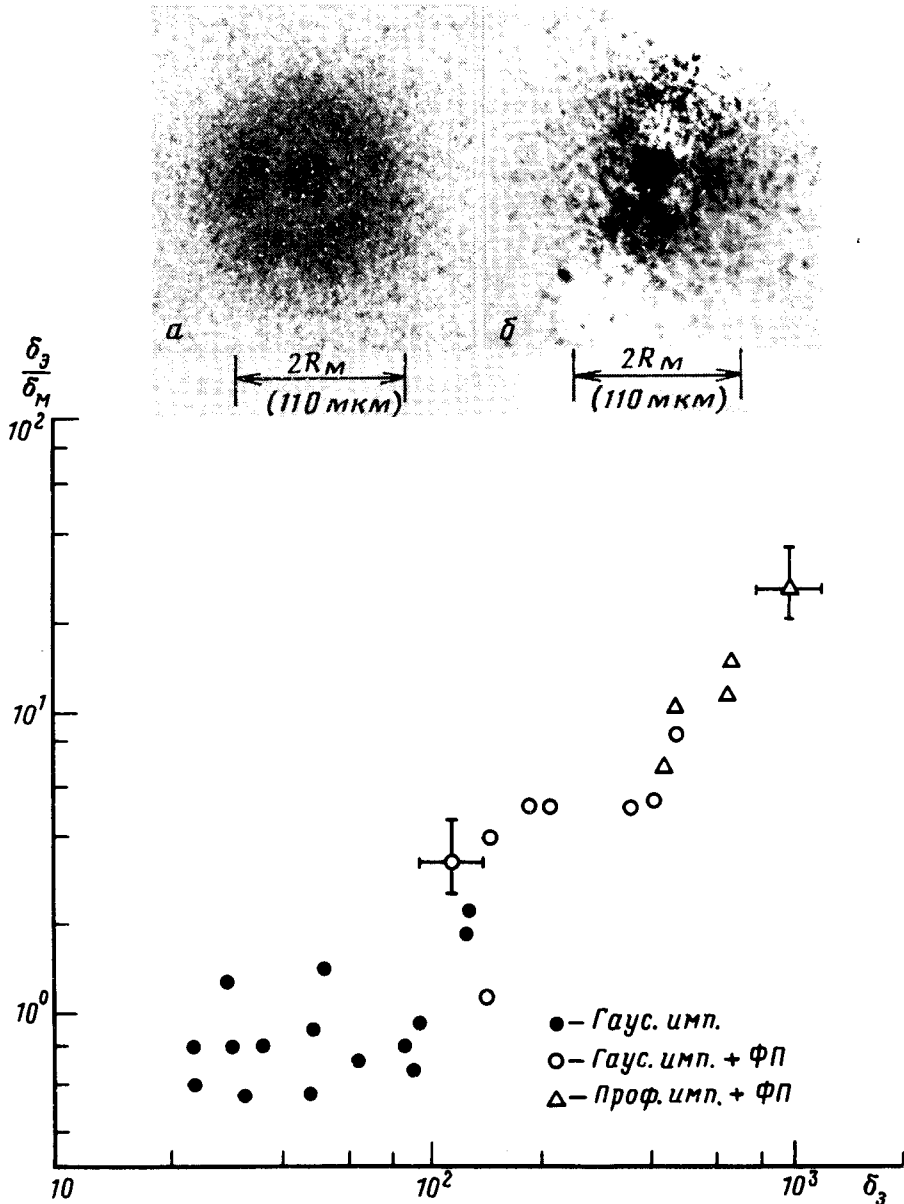


Рис. 2. Сравнение измеренного сжатия  $\delta_3$  с расчетным  $\delta_M$ . Вверху приведены рентгеновские обскуртограммы мишеней при средней энергии квантов 2,6 кэВ в случае облучения гауссовым (а) и профилированным (б) лазерным импульсом

Поглощенная мишенью энергия измерялась семью плазменными калориметрами. Коэффициент поглощения составлял 20–30%. Мы обнаружили, что применение ФП резко снижает долю энергии, уносимой быстрыми ионами, с 30–40% до 10–15% при  $q \sim 10^{15}$  Вт/см<sup>2</sup>. Поскольку энергия быстрых ионов пропорциональна энергии быстрых электронов, генерируемых резонансным механизмом поглощения, то в данных экспериментах, по-видимому, заметно подавлялся предпрогрев газа быстрыми электронами (детальное исследование влияния ФП будет приведено в другой публикации).

Объемное сжатие определялось из рентгеновских обскурограмм мишени при средней энергии квантов 1,3 и 2,6 кэВ (рис. 2). За размер сжатого ДТ-газа принимался диаметр центрального светящегося ядра на полувысоте интенсивности  $d$ . Оценка сжатия по величине  $d$  связана с тем, что для мишеней, содержащих Ne, на обскурограммах отсутствовала кольцевая

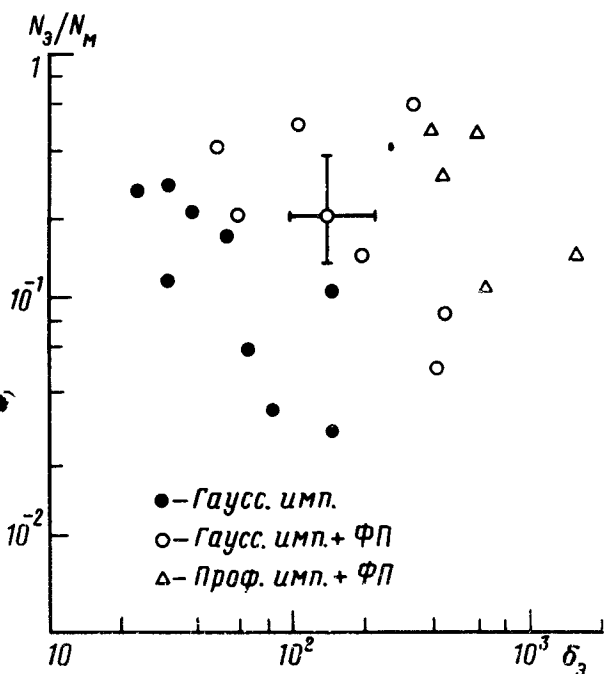


Рис. 3. Зависимость нормированного нейтронного выхода  $N_3/N_M$  от сжатия  $\delta_3$

структура ядра, соответствующая сжатой оболочке в момента схлопывания<sup>1)</sup>. Обоснованность такого метода оценки сжатия подтверждается также близостью (в пределах 15%) значений  $d$  и диаметра светящегося центрального кольца в опытах с мишенями без добавки Ne. На рис. 2 измеренные сжатия  $\delta_3$  сравниваются с расчетными сжатиями  $\delta_M = (M_G/M_T)^{3/2}$  ( $M_G$  и  $M_T$  — массы оболочки и газа) по модели<sup>9</sup>, в которой лазерный импульс полагается прямоугольным и считается, что газ вначале прогревается ударной волной, а затем подвергается адиабатическому сжатию. Здесь же для сравнения приведены данные по сжатию мишеней гауссовым импульсом без ФП. Видно, что использование профилированного импульса существенно повысило  $\delta_3$  в среднем в  $\sim 4$  раза и позволило достичь  $\delta_3 \sim 1500$  ( $\delta_3 \sim (10-40)\delta_M$ ), что свидетельствует об уменьшении предпрогрева газа ударной волной и приближении процесса сжатия к изэнтропическому. Из сравнения  $\delta_3$  в опытах с гауссовым импульсом следует, что применение ФП уже само по себе повышает  $\delta_3$  в среднем в  $\sim 4$  раза до  $\sim 400$  ( $\delta_3 \sim 4\delta_M$ ) за счет повышения равномерности облучения и снижения предпрогрева газа быстрыми электронами.

<sup>1)</sup> Этот факт уже отмечался в <sup>6</sup>. Согласно оценкам, проведенным на основе экспериментальных значений параметров сжатого газа, вклад в центральный пик от рентгеновского излучения ионов Ne сравним с вкладом от вещества сжатой оболочки.

Отметим, что поскольку условия этих опытов приближаются к модельным<sup>9</sup>, полученные данные позволяют уточнить калибровку  $\delta_M$ .

Нейтронный выход  $N_z$  регистрировался методом задержанной регистрации синциллиационным детектором. Результаты измерений приведены на рис. 3 в виде зависимости от  $\delta_z$  отношения  $N_z/N_M$ , где  $N_M$  рассчитывался по модели<sup>9</sup>. Как видим, с ростом сжатия  $N_z$  все больше отклоняется от расчетного, что связано, по-видимому, с возрастанием влияния неравномерности облучения на процесс сжатия мишеней. Применение профилированного импульса позволяет достичь  $N_z$ , близких к расчетному, при значительно больших  $\delta_z$ , что, по-видимому, связано с повышением устойчивости сжатия на стадии торможения оболочки за счет того, что отраженная от центра ударная волна позже сталкивается с движущейся оболочкой.

Таким образом, результаты экспериментов подтверждают теоретические представления<sup>2,3</sup> и свидетельствуют о перспективности дальнейших экспериментальных исследований и численных расчетов по оптимизации временного профиля лазерного импульса.

#### Литература

1. Nuckolls J. et al. Nature, 1972, 239, 23.
2. Аврорин Е.Н. и др. Препринт ИПМ, № 77, 1980.
3. Гуськов С.Ю., Розанов В.Б. КЭ, 1985, 12, 410.
4. Алексеев В.Н. и др. Изв. АН СССР, сер. физ., 1984, 48, 1447.
5. Барулин А.Е. и др. ЖЭТФ, 1985, 89, 1575.
6. Kato Y. et al. Phys. Rev. Lett., 1984, 53, 1057.
7. Бородин В.Г. и др. Тез. докл. V Всес. конф. "Оптика лазеров", 1987, с. 271.
8. Анучин М.Г. и др. Письма в ЖЭТФ, 1986, 44, 71.
9. Андреев А.А. и др. Изв. АН СССР, сер. физ., 1984, 48, 2270

Поступила в редакцию

7 апреля 1989 г.