

**РАСЧЕТЫ СЖАТИЯ  
И НАГРЕВАНИЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ МИШЕНЕЙ  
ИЗ ДЕЙТЕРИРОВАННОГО ПОЛИЭТИЛЕНА**

*Е.Г.Гамалий*

Приводятся результаты расчетов нагревания и сжатия сферических мишеней из дейтерированного полиэтилена, равномерно облучаемых лазером. Результаты, относящиеся к испаренной части мишени, согласуются с экспериментом [1]. Из расчетов следует, что на опыте могло быть достигнуто 30-и кратное сжатие центральной части мишени.

В работе [1] были опубликованы результаты экспериментов по нагреванию сферических мишеней из дейтерированного полиэтилена девя-

тилучевым лазером с длительностью импульса по основанию 6 нсек. Такой лазер позволяет обеспечить близкое к сферически-симметричному облучение мишени.

С начальными данными, взятыми из работы [1] (радиус и вещество мишеней, энергия и длительность лазера), были выполнены численные расчеты сферически-симметричного нагрева мишеней в следующей постановке.

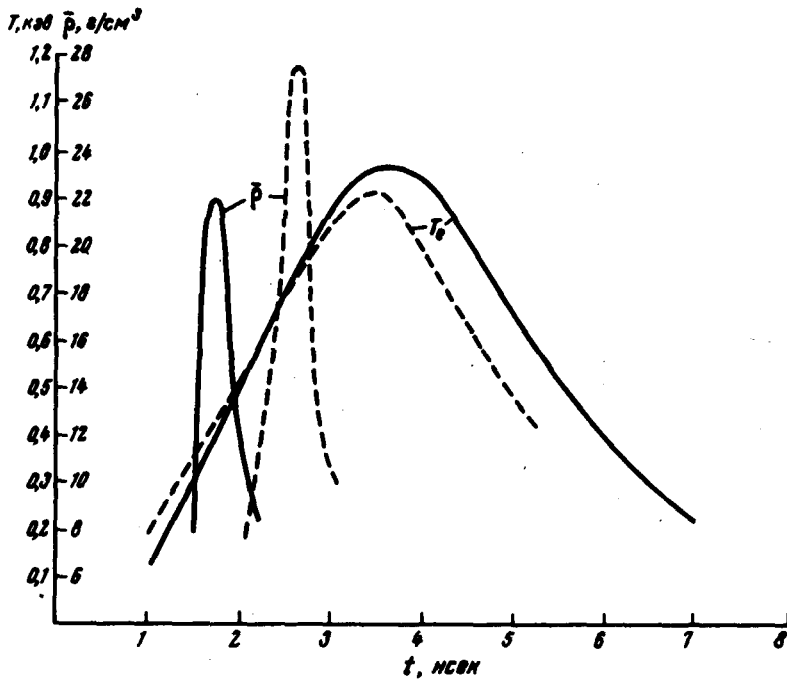


Рис. 1. Средняя плотность вещества в сжатой области ( $0 < R_0 < 4,3 \cdot 10^{-3}$  см) и средняя температура электронов в испаренной области ( $4,3 \cdot 10^{-3}$  см  $< R_0 < 5,5 \cdot 10^{-3}$  см). Сплошная линия – импульс излучения треугольной формы; штрихованная линия – импульс формы, реализовавшейся на опыте

Решались одномерные уравнения однотемпературной гидродинамики с электронной теплопроводностью. Так как масса вещества в зоне поглощения излучения много меньше массы, прогреваемой путем теплопроводности, то источник излучения можно учитывать только в граничных условиях. Поэтому в расчетах излучение лазера задавалось как поток энергии на поверхности мишени (на лагранжевой границе). В области вещества, прогретой тепловой волной, электронная температура значительно превосходит ионную, и за время нагрева и разлета электронно-ионная релаксация произойти не успевает. В области ударной волны ионная и электронная температуры равны. В однотемпературной задаче это обстоятельство

можно учесть, задавая во внутренней части мишени полную теплоемкость плазмы, а во внешней части, в испаренном веществе, теплоемкость, обязанную только электронам. Граница между этими областями подбегается путем нескольких последовательных расчетов. Как показывают расчеты, конечный результат слабо зависит от положения границы.

Параметры вещества мишени следующие: начальная плотность  $\rho_0 = 1,0 \text{ г/см}^3$ , вещество — полностью ионизованный  $CD_2$ , уравнение состояния — идеальный газ  $\gamma = 5/3$

$$E = 1,22 \cdot 10^{15} \cdot T_{\text{кэВ}} \frac{\text{эрг}}{\text{г}} \text{ во внутренней части,}$$

$$E = 0,888 \cdot 10^{15} \cdot T_{\text{кэВ}} \frac{\text{эрг}}{\text{г}} \text{ в испаренной части мишени.}$$

Коэффициент электронной теплопроводности

$$\kappa = 1,8 \cdot 10^{19} \cdot T_{\text{кэВ}}^{5/2} \frac{\text{эрг}}{\text{см} \cdot \text{сек} \cdot \text{кэВ}^{7/2}}$$

Зависимость импульса лазера от времени — равнобедренный треугольник с основанием 6 нсек. Сравнение результатов расчетов с импульсами треугольной и реализовавшейся на опыте формы показывают, что их различие незначительно.

Основные данные работы [1] и их сравнение с результатами расчетов приведены в таблице

N	Данные работы [1]				Результаты расчетов	
	$r, \text{ см}$	$E, \text{ Дж}$	$T, \text{ эВ}$	$N_{\text{ЭКСП}}$	$N$	$T_{\text{max}}^e, \text{ эВ}$
1	$2,5 \cdot 10^{-2}$	600	40	—	—	700
2	$1,25 \cdot 10^{-2}$	202	120	—	—	800
3	$5,5 \cdot 10^{-3}$	214	840	$3 \cdot 10^6$	$10^6$	$10^3$
4	$3 \cdot 10^{-3}$	232	$4 \cdot 10^3$	—	—	$4,5 \cdot 10^3$

Здесь  $r$  — начальный размер мишени,  $E$  — энергия лазера,  $N$  — нейтронный выход,  $T_{\text{max}}^e$  — максимальная электронная температура в испаренной области. Некоторые результаты расчетов для мишени №3 приводятся на графиках 1 и 2. Прокомментируем результаты расчетов.

В мишени №1, самой большой из всех, в тепловом режиме испаряется примерно 1/30 часть всей массы. Максимальные температуры электронов в испаренной массе 700 эВ. Сжатия центральной части мишени незначительны. Фокусировка ударной волны в центре мишени происходит после окончания лазерного импульса.

В мишени №2 тепловая волна испаряет 16% массы, а средняя плотность испаренной массы достигает  $5 \text{ г/см}^3$ . В центр идет сильная ударная волна. Вблизи момента фокусировки волны в области центра мишени максимальные плотности и температуры достигают соответственно  $45 \text{ г/см}^3$  и 250 эВ, а давления  $5 \cdot 10^9 \text{ атм}$ .

Наибольший интерес представляют расчеты третьей мишени, от которой на опыте зарегистрированы нейтроны. Ударная волна приходит в центр в 1,54 нсек. Таким образом, за время действия лазера вещество успевает сжаться и разгрузиться. К моменту максимального сжатия в мишень поступает около 15% от полной энергии лазера. Энергия лазера для сжатия мишени используется в этом случае неэффективно, так как ее большая часть поступает в разгрузившийся полиэтилен.

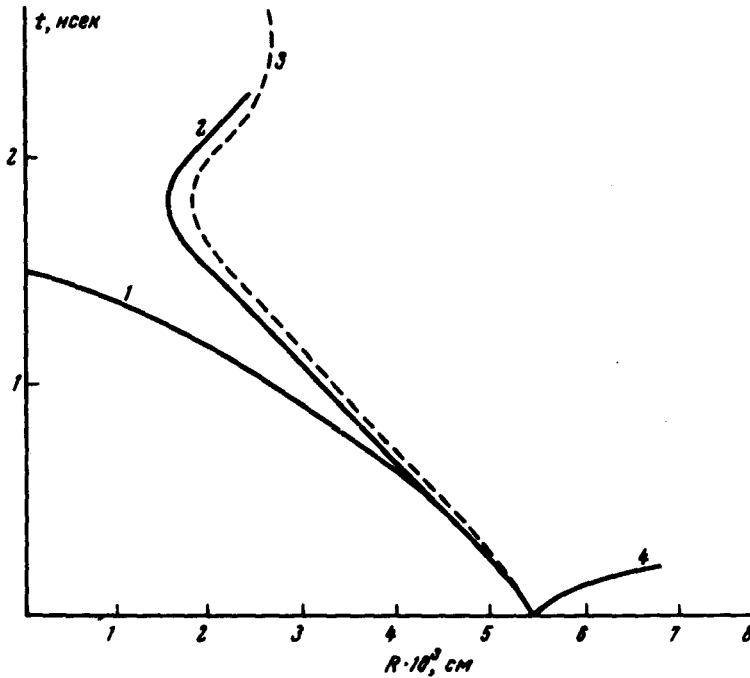


Рис. 2.  $R-t$ -диаграмма: 1 -- ударная волна, 2 -- траектория последней лагранжевой частицы, движущейся к центру ( $R_0 = 4,3 \cdot 10^{-3}$  см), 3 -- тепловая волна, 4 -- внешняя граница мишени

Максимальные плотности, температуры и давления в центре того же порядка, что и в мишени №2, однако средние плотности по неиспаренной массе достигают  $22,8 \text{ г/см}^3$ . Термоядерные реакции в сжатой области практически не происходят, так как ее средняя температура низка (несколько электронвольт). Нейтроны рождаются только в испаренной части мишени. Так как в нашем расчете в испаренной области вычислялась только электронная температура, то ионная находилась путем численного интегрирования уравнения

$$\frac{dT_i}{dt} = \frac{(T_e - T_i)\rho}{a T_e^{3/2}},$$

где  $T_e(m, t)$ ,  $\rho(m, t)$  -- электронная температура и плотность вещества как функции лагранжевой координаты и времени, полученные из первой

части расчета. Затем находился нейтронный выход

$$N = 0,562 \cdot 10^{46} \int p < \sigma v >_{DD} dm dt .$$

Усредненная по Максвеллу скорость  $DD$ -реакции, как функция  $T_i$  была взята в виде интерполяционной формулы из работы [2]. Нейтронный выход составил  $10^6$  нейтронов.

В мишени №4 ударная волна фокусируется в  $0,75$  нсек. К моменту, когда выделяется половина энергии лазера, мишень полностью прогрета тепловой волной. Электронная температура достигает  $4,5$  кэв. Нейтронный выход в этом случае не рассчитывается.

Расчетные и экспериментальные данные по мишеням 3 и 4 близки. Разница в результатах по мишеням 1 и 2, возможно, связана с тем, что определенная на опыте температура (средняя энергия на частицу) получена делением поглощенной в мишени энергии, определенной в опыте на полное число частиц в мишени, тогда как эту энергию нужно относить только к частицам в испаренной ее части. Если это предположение верно, то тогда результаты расчетов и экспериментов для мишеней 1 и 2 также становятся близкими.

Второй вывод из результатов расчета состоит в том, что в опыте могли быть достигнуты значительные сжатия части мишени. Этот вывод имеет лишь косвенное подтверждение в совпадении с экспериментом части расчетных данных и требует экспериментального подтверждения.

Расчеты проводились по программе, при построении которой использована неявная разностная схема, описанная в работе [3].

В заключении выражаю глубокую благодарность А.А.Бунатяну, В.А.Мурашкиной, В.Е.Неуважаеву, Л.П.Феоктистову, Л.И.Шибаршову за обсуждения и поддержку работы, А.Пасюковой и Т.Шталевой за проведение расчетов.

Поступила в редакцию  
14 марта 1974 г.

### Литература

- [1] Н.Г.Басов, Ю.С.Иванов, О.Н.Крохин, Ю.А.Михайлов, Г.В.Склизков, С.И.Федотов. Генерация нейтронов при сферическом облучении мишени мощным излучением лазера, Письма в ЖЭТФ, 15, 589, 1972.
- [2] Б.Н.Кузлов. Скорости термоядерных реакций, АЭ, 12, 238, 1962.
- [3] Н.Н.Яненко, В.Е.Неуважаев. Об одном методе расчета газодинамических движений с нелинейной теплопроводностью, Труды Матем. института АН СССР, 74, 1966.