

ЭФФЕКТ ПЕРЕНОСА ЭНЕРГИИ ЯДРАМИ ОТДАЧИ ПРИ РАССЕЯНИИ ТЕРМОЯДЕРНЫХ НЕЙТРОНОВ В ПЛОТНОЙ ОГРАНИЧЕННОЙ ПЛАЗМЕ

Н.Г.Басов, С.Ю.Гуськов, В.Б.Розанов

Определена доля энергии, передаваемая дейтерий-тритиевой плазме сферических лазерных мишеней ядрами отдачи, образующимися при упругом рассеянии термоядерных нейтронов. Показано, что эффект переноса энергии ядрами отдачи в значительной мере определяет характер передачи энергии термоядерных нейтронов.

В теории термоядерного горения плотной неоднородной плазмы важное место занимает проблема переноса энергии термоядерными частицами — продуктами реакций синтеза. При начальном инициировании реакций в области плазмы, размеры которой сравнимы с длинами замедления в ней термоядерных частиц, перенос выделяющейся энергии этими частицами может приводить к развитию самоподдерживающейся волны реакций синтеза ^{1, 2}. Достижение такого высокоэффективного режима реакций в ограниченной по отношению к пробегам термоядерных частиц плазме, образующейся при сжатии сферической мишени, является основой концепции инерциального термоядерного синтеза, в частности, лазерного термоядерного синтеза (ЛТС) ¹.

Термоядерные частицы с начальными энергиями в несколько МэВ представляют собой по отношению к ионам и электронам термоядерной плазмы с температурой $T_{e,i} = 10 - 100$ кэВ группы высокоэнергетических частиц.

Заряженные частицы передают свою энергию электронам и ионам плазмы в результате кулоновского взаимодействия, причем за счет дальнедействующего характера этого взаимодействия величина энергии, передаваемой в каждом акте столкновения, мала — много меньше энергии частицы ³.

При упругом рассеянии нейтронов на ионах плазмы имеет место иной характер передачи энергии. Как известно из классической теории, (см., например, ⁴), при упругом рассеянии нейтрон с начальной энергией E_{n0} может передать покоящемуся ядру с равной вероятностью энергию в диапазоне от 0 до $E_{jm} = 4A_j E_{n0} / (A_j + 1)^2$ (A_j — отношение масс ядра m_j и нейтрона m_n).

Отсюда следует, что при рассеянии термоядерных нейтронов D + T реакции с $E_{n0} \approx 14,1$ МэВ на легких ядрах дейтерий-тритиевой плазмы передача энергии происходит ядрам отдачи, большая часть которых приобретает энергию в несколько МэВ (для ядер отдачи дейтерия — $E_{dm} = 12,5$ МэВ, трития — $E_{tm} = 10,5$ МэВ).

Длина замедления частицы при кулоновском торможении в плотной плазме зависит от величины заряда, массы и энергии частицы. Указанные параметры для легких ядер отдачи дейтерий-тритиевой плазмы и термоядерных частиц близки, поэтому ядра отдачи так же, как заря-

женные термоядерные частицы, представляют собой группу высокоэнергетичных частиц с длинами замедления сравнимыми с размерами плазмы лазерных термоядерных мишеней.

На возможность образования ядер отдачи с энергиями в несколько МэВ при лазерном микровзрыве указывалось в работе ⁵. Однако вопросы переноса ими энергии не рассматривались.

В настоящей работе представлена оценка эффекта переноса энергии ядрами отдачи, обосновывающая необходимость расчета этой второй стадии передачи плазме энергии от термоядерных нейтронов на кинетическом уровне.

1. Рассмотрим перенос энергии ядрами отдачи, образующимися в однородной сферически-симметричной плазме радиуса R . С этой целью определим зависимость доли энергии, передаваемой плазме ядрами отдачи, от отношения радиуса плазмы к характерной длине замедления частиц.

Расчет удобно провести используя полученные в ^{6, 7} результаты по переносу энергии заряженными термоядерными частицами, поскольку последние, как указывалось выше, обладают теми же свойствами движения в плотной плазме, что и легкие ядра отдачи. Наиболее важными из этих свойств, справедливыми для температур иницирования реакций в плазме — $1 \text{ кэВ} \leq T \leq 20 \text{ кэВ}$, являются: преимущественное торможение частиц на электронах и малый вклад процессов рассеяния на ионах плазмы.

Это связано с тем, что частота кулоновских столкновений частицы с электронами плазмы значительно превышает (в указанном диапазоне температур) частоту столкновений с ионами.

Термоядерные частицы имеют моноскоростной начальный спектр — отношение ширины спектра к начальной скорости по порядку величины составляет $(T_i/E_{c0})^{1/2}$ (E_{c0} — начальная энергия частицы).

В ^{6, 7} путем решения кинетического уравнения в рамках изложенных выше приближений для доли энергии, передаваемой термоядерными частицами однородной сферически-симметричной плазме радиуса R , получена следующая зависимость:

$$\frac{W_{cp}}{W_{cf}} = \begin{cases} \frac{3}{2}\tau_c - \frac{4}{5}\tau_c^2, & \tau_c = \frac{R}{\lambda_c} \leq \frac{1}{2} \\ 1 - \frac{1}{4\tau_c} + \frac{1}{160\tau_c^3}, & \tau_c \geq \frac{1}{2} \end{cases} \quad (1)$$

здесь: $W_{cf} = E_{c0} \dot{N}_c$ — полная энергия термоядерных частиц, рождающихся в единицу времени в плазме, W_{cp} — энергия частиц, передаваемая плазме, \dot{N}_c — мощность источника частиц, λ_c — длина замедления частицы при кулоновском взаимодействии с электронами.

$$\lambda_c = \frac{3T_e^{3/2}}{8\sqrt{\pi}L(e_c e)^2 m_e^{1/2} n_e} v_{c0}, \quad (2)$$

где m_c, e_c, v_{c0} — соответственно масса, заряд и начальная скорость частицы, m_e, e — масса и заряд электрона, n_e — плотность электронов ⁶. Для α -частиц с начальной скоростью $v_{\alpha 0} \approx 1,3 \cdot 10^9 \text{ см/с}$ в DT-плазме:

$$\lambda_\alpha \approx 1,08 \cdot 10^{-1} T_e^{3/2} / \rho L,$$

где $L \approx 7 \div 10$ — кулоновский логарифм, ρ — массовая плотность плазмы. Ядра отдачи в отличие от термоядерных частиц имеют протяженный линейный по скорости, начальный спектр. Считая приближенно образование ядер отдачи с энергией в диапазоне $0 - E_{jm}$ равновероятным, имеем:

$$\frac{\partial N_j}{\partial v_{j0}} = \dot{N}_s m_j v_{j0} E_{jm}^{-1}, \quad (3)$$

где \dot{N}_s — число актов упругого рассеяния термоядерных нейтронов на ионах плазмы в единицу времени.

Отношение W_{cp}/W_{cf} для моноскоростного спектра зависит от величины начальной скорости частиц через длину замедления $\tau_c \sim \lambda_c^{-1} \sim v_{c0}^{-1}$ (см. (1) и (2)). Усредняя (1) по спектру (3) получим искомый результат

$$\frac{W_{ip}}{W_{if}} = \begin{cases} 3\tau_{jm} - \frac{244}{75}\tau_{jm}^2 + \frac{8}{5}\tau_{jm}^2 \ln 2\tau_{jm}, & \tau_{jm} = \frac{R}{\lambda_n} \leq \frac{1}{2} \\ 1 - \frac{1}{6\tau_{jm}} + \frac{1}{400\tau_{jm}^3}, & \tau_{jm} \geq \frac{1}{2} \end{cases} \quad (4)$$

здесь $W_{jf} = \frac{1}{2} E_{jm} \dot{N}_s$ — энергия ядер отдачи, λ_{jm} — длина замедления ядра отдачи с $v_{j0} = v_{jm}$. Используя (2) имеем: $\lambda_{dm} \approx 5,3 \lambda_\alpha$, $\lambda_{tm} \approx 6,2 \lambda_\alpha$.

При $\lambda_n > R$: $\dot{N}_s \sim R/\lambda_n$; согласно $\dot{N}_s \approx \dot{N}_n \frac{4\pi R^3}{3} \frac{3R}{4\lambda_n}$, $\lambda_n = \frac{4}{\rho}$ см⁸.

2. **Выводы.** Результаты расчета рис. 1 показывают, что для ядер отдачи дейтерия и трития плазма лазерных термоядерных мишеней более прозрачна, чем для α -частиц. Это объясняется тем, что несмотря на протяженный спектр большая часть ядер отдачи имеет начальные энергии, превышающие энергию α -частиц, кроме того их заряд в два раза меньше заряда α -частиц.

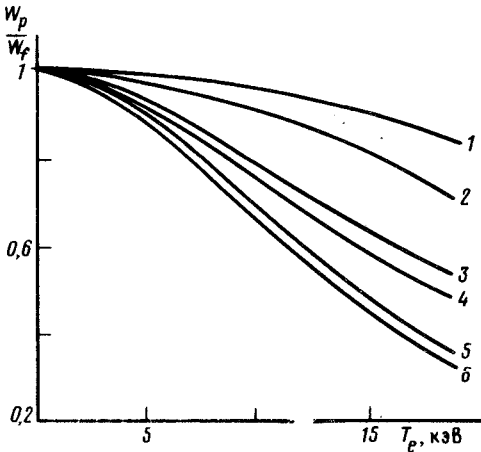


Рис. 1

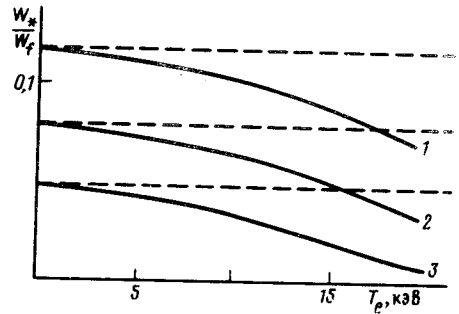


Рис. 2

Рис. 1. Зависимости $W_{\alpha p}/W_{\alpha f}$ (кривые 1, 2), W_{dp}/W_{df} (3, 5), W_{tp}/W_{tf} (4, 6) от температуры T_e . 1, 3, 4 — $\rho R = 1,4$ г/см², 2, 5, 6 — $\rho R = 0,83$ г/см²

Рис. 2. Зависимость W_*/W_f — доли от энергии реакций синтеза, передаваемой плазме ядрами отдачи, от температуры T_e . Пунктир — W_n/W_f без учета переноса энергии ядрами отдачи. 1, 2, 3 — $\rho R = 2,1$ г/см², 1,4 г/см²; 0,83 г/см²

Данные рис. 2 показывают, что в плотной плазме при $\rho R \geq 1$, когда эффективность рассеяния термоядерных нейтронов высока, ядра отдачи вносят существенный вклад в перенос выделяющейся термоядерной энергии. В этом случае α -частицы практически не вылетают за пределы области горения и перенос энергии ядрами отдачи оказывается ведущим механизмом распространения волны реакций синтеза.

Таким образом, в плазме лазерных термоядерных мишеней передачу энергии от термоядерных нейтронов нельзя считать локальной — в той же точке, где произошел акт упругого рассеяния. Реальная картина нагрева мишени термоядерными нейтронами может быть получена только при учете переноса энергии ядрами отдачи.

Литература

1. *Афанасьев Ю.В., Басов Н.Г., Гамалий Е.Г. и др.* Письма в ЖЭТФ, 1975, 21, 150.
2. *Gus'kov S.Yu., Krokhin O.N., Rozanov V.B.* Nucl. Fus., 1975, 16, 957.
3. *Сивухин Д.В.* Сб.: Вопросы теории плазмы. Вып 4. Под ред. Леонтовича М.А., М.: Атомиздат, 1964.
4. *Глестон С., Эдлунд М.* Основы теории ядерных реакторов. М.: ИЛ, 1954.
5. *Афанасьев Ю.В., Басов Н.Г., Волоосевич П.П. и др.* Письма в ЖЭТФ, 1976, 24, 23.
6. *Гуськов С.Ю.* Препринт ФИАН, № 82, 1975.
7. *Гуськов С.Ю., Розанов В.Б.* Кинетика термоядерных частиц в лазерной плазме. Сб.: Труды ФИАН № 134. Под. ред. Басова Н.Г. М.: Наука, 1982.
8. *Абагян Л.П., Базаянц Н.О., Николаев М.Н., Цибуля А.М.* Групповые константы для расчета реакторов и защиты. М.: Энергоиздат, 1981.

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

Поступила в редакцию
15 июля 1986 г.