

О ВОЗМОЖНОСТИ ИЗМЕРЕНИЯ ХАРАКТЕРИСТИК ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЫ ПО НЕЙТРОНАМ DT -РЕАКЦИИ

*Е.Г.Гамалий, С.Ю.Гуськов, О.Н.Крохин,
В.Б.Розанов*

Характеристики лазерной плазмы в мишени из $(CD_2)_n$ могут быть измерены по нейтронам DT -реакции. Отношение числа DT - и DD -нейтронов, образующихся в плазме, а также спектр DT -нейтронов позволяют определить температуру и плотность плазмы.

В недавних экспериментах по лазерному нагреву плазмы, проводимых на мишени из $(CD_2)_n$ [1] помимо DD -нейтронов, были зарегистрированы также и DT -нейтроны, которые образуются при реакции трития с дейтерием плазмы. Тритий возникает в одном из каналов DD -реакции, с начальной скоростью $v_0 \sim 8 \cdot 10^8$ см/сек.

В данной работе исследована связь характеристик лазерной плазмы с выходом DT -реакции и спектром образующихся при этом нейтронов.

Как известно [2, 3] при сферическом облучении однородной мишени возникают две области с различными физическими параметрами: "корона" – область "горячей" ($T \sim 0,5 + 5$ кэВ) и относительно "редкой" плазмы ($n_D < 10^{22}$ 1/см³) и "сжатое ядро" – область плотной ($n_D > 10^{24}$ 1/см³) плазмы. Если температура ядра оказывается достаточно высокой ($T \geq 0,3$ кэВ), то DD -реакция может эффективно протекать, как в короне, так и в ядре. Представляет интерес указать те физические эффекты, которые свидетельствовали бы о наличии сжатого и нагретого ядра мишени. На основе таких эффектов можно разработать диагностику сверхплотного состояния плазмы. Как будет показано ниже нейтроны DT -реакции могут служить хорошим тестом наличия сверхплотного ядра мишени.

Рассмотрим два возможных случая: а) ядро сжатое, но холодное $T_e < 0,1$ кэВ (DD -реакция происходит только в короне); б) ядро сжатое и нагретое $T_e > 0,3$ кэВ (DD -реакция происходит и в короне и в ядре). Исходной величиной для расчетов является спектральная плотность $n(r, v)$ ядер трития, имеющих скорость v . Она определяется выражением:

$$n(r, v) = n_0(r, v) \exp \left[\int_v^v \frac{n_D \sigma(v)_{DT} v dv}{a(r, v)} \right]; \quad [n] = \frac{1}{[L]^3 [v]}, \quad (1)$$

где v – скорость трития; n_D – плотность дейтерия, $\sigma(v)_{DT}$ – сечение DT -реакции, $a(r, v) = dv/dt$ – скорость замедления ядер трития при движении в плазме, $n_0(r, v)$ – спектральная плотность трития без учета его выгорания в результате DT -реакции. Основным эффектом

определяющим $n_0(r, v)$ является торможение ядер трития на электро-нах плазмы. Если известно пространственное распределение источника трития, т. е. скорости DD -реакции, то функция $n_0(r, v)$ может быть найдена по методике, изложенной в работе [4], при этом $\int_0^{v_0} n_0(r, v) dv$

оказывается пропорционален числу DD -нейтронов Q_{DD} . Для простоты будем считать, что в указанных случаях а) и б) источник является однородным и из-за малой плотности короны DT -нейтроны образуются только в ядре.

В объеме ядра радиуса r_0 в единицу времени возникает Q_{DT} DT -нейтронов

$$Q_{DT} = 4\pi \int_0^{r_0} \int_0^{v_0} n(r, v) n_D \sigma(v)_{DT} v dv r^2 dr. \quad (2)$$

Ядра дейтерия предполагаются покоящимися. Энергетический спектр DT -нейтронов определяется выражением

$$\frac{dQ_{DT}}{dE_n} = 4\pi \int_0^{r_0} \int_0^{v_0} n(r, v) n_D \sigma(v)_{DT} v F(u) v dv r^2 dr, \quad (3)$$

где $F(u)$ – вероятность излучения нейтрона в DT -реакции со скоростью u в единичном интервале энергии в лабораторной системе; E_n – энергия нейтрона в лаб. системе, $F(u)$ имеет вид (5):

$$F(u) = \begin{cases} \frac{1}{2m_n v_{ц} u_{ц}} & \text{при } u_{ц} - v_{ц} < u < u_{ц} + v_{ц} \\ 0 & \text{при } u_{ц} + v_{ц} < u \text{ и } u < u_{ц} - v_{ц} \end{cases}$$

здесь $u_{ц} = \left[u_0^2 + \frac{m_T m_D m_\alpha}{(m_T + m_D)(m_n + m_\alpha) m_n} v^2 \right]^{1/2}$ – скорость DT -нейтрона в

системе центра масс; $v_{ц} = \frac{m_T}{m_T + m_D} v$ – скорость центра масс; u_0 –

скорость нейтрона, рождающегося в результате реакции неподвижных ядер трития и дейтерия ($v = 0$); m_T, m_D, m_n, m_α – соответственно массы трития, дейтерия, нейтрона и α -частицы.

Опуская промежуточные выкладки приведем результаты расчета отношения числа DT - и DD -нейтронов (Q_{DT}/Q_{DD}), а также спектр DT -нейтронов, для указанных выше двух случаев. В расчетах использовались данные о сечениях DT - и DD -реакций, взятые из работы [6].

а) Ядро мишени холодное, тогда

$$\frac{Q_{DT}}{Q_{DD}} = \frac{3}{2} \delta^2 \left[\frac{n_D \bar{\sigma}_{DT} \lambda_1 \left(1 - \frac{1}{4r_1}\right)}{1 + \delta + \delta^2} \right], \quad (4)$$

где $\delta = r_0/R$; $\tau_1 = r_0/\lambda_1$; r_0 – радиус ядра мишени, R – радиус всей мишени; $\lambda_1 = 6,84 \cdot 10^{19} \text{ см}/n_e$ – длина замедления трития в "холодном" ядре; $\bar{\sigma}_{DT} = 10^{-24} \text{ см}^2$; n_D – плотность ядер дейтерия в ядре, n_e – плотность электронов в ядре.

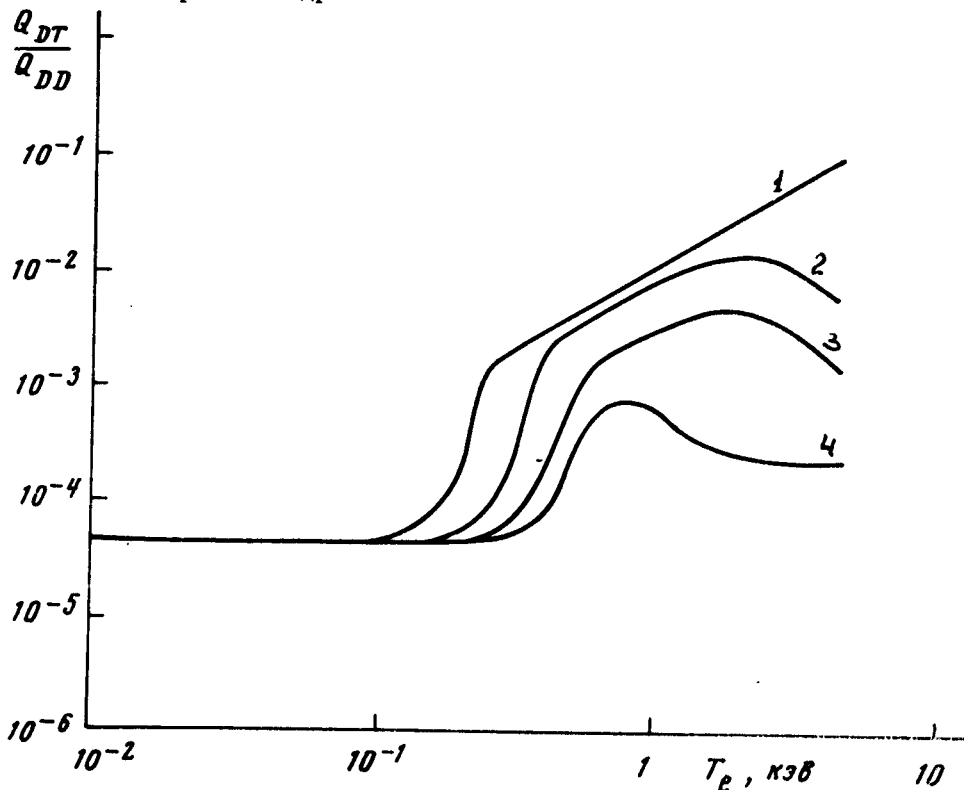


Рис. 1. Зависимость отношения Q_{DT}/Q_{DD} от электронной температуры (T_e) в ядре мишени: кривые 1, 2, 3, 4 соответствуют плотностям дейтерия в ядре мишени 10^{25} см^{-3} ; 10^{24} см^{-3} ; $5 \cdot 10^{23} \text{ см}^{-3}$; 10^{23} см^{-3}

б) Ядро мишени горячее, в этом случае 1) если $\tau_2 = \frac{r_0}{\lambda_2} \leq \frac{3}{16}$ (ядро мишени частично прозрачно для ядер трития)

$$\frac{Q_{DT}}{Q_{DD}} = n_D \sigma(v_0)_{DT} r_0 (1 + 61,2 \tau_2^2) \quad (5)$$

здесь: $\lambda_2 = \frac{3,36 \cdot 10^{21}}{n_e} T_e^{3/2} \text{ см}$ – длина замедления трития в "горячем" ядре; $\sigma(v_0)_{DT} = 1,5 \cdot 10^{-25} \text{ см}^2$, T_e – температура электронов в ядре, в кэв. 2) Если $\tau_2 \geq 4$ (ядра трития сильно замедляются и практически не вылетают за пределы ядра), то:

$$\frac{Q_{DT}}{Q_{DD}} = n_D \sigma_{DT} \lambda_2 \left(1 - \frac{3}{2\tau_2}\right) \sim T_e^{3/2} \dots \quad (6)$$

где

$$\sigma_{DT} = 1,54 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2 .$$

На рис. 1 приведены зависимости отношения Q_{DT}/Q_{DD} от электронной температуры T_e в ядре мишени, при различных плотностях дейтерия n_D в ядре; температура и плотность короны, соответственно 1 кэВ и 10^{22} см^{-3} , $(r_0/R) \sim 0,3$. Из этих расчетов видно, что в условиях эксперимента работы [1] (холодное ядро) отношение Q_{DT}/Q_{DD} составляет $\sim 10^{-5}$, а для энергии лазерного излучения 300 Дж (горячее ядро) отношение Q_{DT}/Q_{DD} составляет $\sim 10^{-3}$.

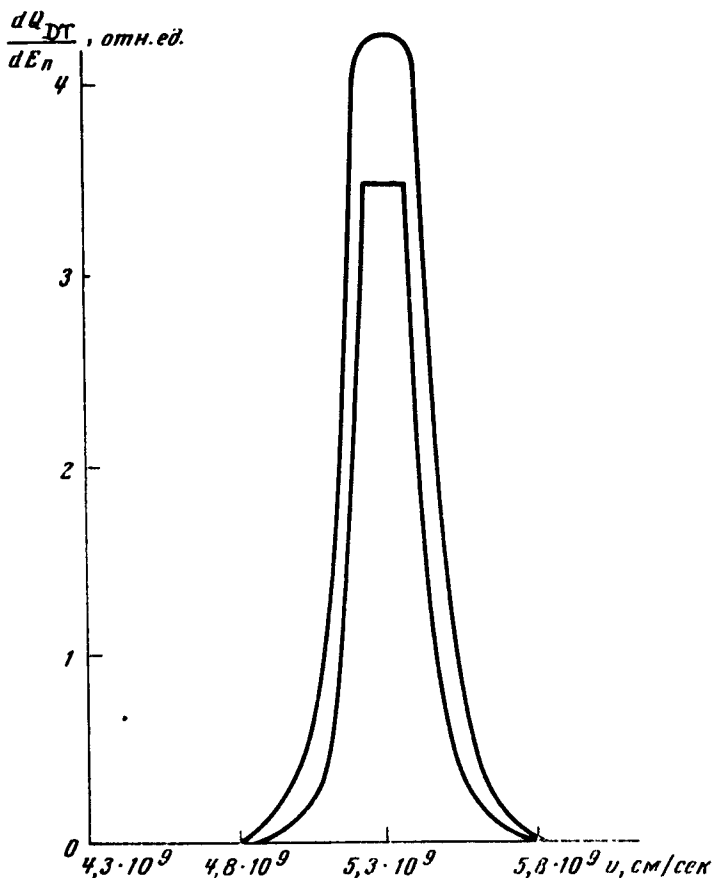


Рис. 2. Спектры DT-нейтронов: 1 - $\tau_2 \gg 1$; 2 - $\tau_2 = 0,2$

На рис. 2 приведены спектры DT-нейтронов для "горячего" ядра и значений $\lambda_2 \ll r_0$ и $\lambda_0 = 5r_0$. В случае "холодного" ядра спектр совпадает с приведенным на рис. 2 спектром для $\lambda_2 \ll r_0$. Спектры практически симметричны относительно значения скорости нейтронов $u_0 \approx 5,3 \cdot 10^9 \text{ см/сек}$, а их ширина по порядку величины есть $\Delta u = \frac{m_T}{m_T + m_D} v_0 \approx 4,8 \cdot 10^8 \text{ см/сек}$ ($\Delta E_n = 2,6 \text{ мэв}$). Спектр DD-нейтронов

имеет гауссовский вид с шириной $\Delta u \approx 8 \cdot 10^7 \text{ см/сек}$ ($\Delta E_n = 0,14 \text{ мэв}$) при температуре ионов в плазме $T_i = 3 \text{ кэВ}$. Ширина горизонтального

участка δ_u в спектре, который появляется, когда $\lambda_2 > 4r_0$ равна

$$\delta u = \frac{2m_T}{m_T + m_D} v_* = \frac{2m_T}{m_T + m_D} \left(v_0 - \frac{4,76 \cdot 10^{-13} n_e 4r_0}{T_e^{3/2}} \right). \quad (7)$$

Наличие этого горизонтального участка обусловлено тем, что в плазме нет ядер трития со скоростями $v < v_*$, они все вылетают за ее пределы.

Таким образом признаком "горячего" ядра является более высокое значение отношения Q_{DT}/Q_{DD} (порядка 10^{-3}), а также (если ядро частично прозрачно для трития) наличие горизонтального участка в спектре нейтронов. Температура и плотность сжатого ядра мишени могут быть определены из измерений Q_{DD} и Q_{DT}/Q_{DD} с помощью соотношений (5), (7).

В заключение отметим, что рассмотрение временной эволюции лазерной плазмы показывает, что наибольший выход DT -нейтронов имеет место в моменты времени, близкие к моменту максимального сжатия ядра мишени, поэтому во всех приведенных здесь соотношениях температура, плотность и радиус ядра мишени совпадают с соответствующими величинами для момента максимального сжатия.

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

Поступила в редакцию
12 июля 1974 г.
18 декабря 1974 г.

Литература

- [1] Н.Г.Басов, Ю.А.Захаренков, О.Н.Крохин, Ю.А.Михайлов, Г.В.Склизков, С.Н.Федотов. Квантовая электроника №8, 1974 г.
- [2] Е.Г.Гамалий. Письма в ЖЭТФ, 19, 520, 1974.
- [3] Н.Г.Басов, Е.Г.Гамалий, Ю.А.Михайлов, Г.В.Склизков, С.Н.Федотов. Препринт ФИАН №15, 1974; Laser Interaction and Related Plasma Phenomena vol. 3, 1974 г.
- [4] С.Ю.Гуськов, О.Н.Крохин, В.Б.Розанов. Квантовая электроника №7, 1974 г.
- [5] Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц. Механика, М., изд. Наука, 1968.
- [6] Б.Н.Козлов. АЭ, 2, 238, 1962.