

Кулоновский взрыв дейтериевых кластеров в магнитной ловушке и генерация нейтронов

Д.Ф.Зарецкий

Предлагается новый способ инжекции горячих ионов в магнитную ловушку, основанный на эффекте кулоновского взрыва кластеров, ионизованных излучением мощного фемтосекундного лазера. Оцениваются параметры ловушки, необходимые для удержания горячей плазмы, которая образуется после взрыва кластеров из дейтерия. Показано, что выход нейтронов в результате $d-d$ -реакции в ловушке может существенно превышать таковой непосредственно в фокусе лазерного пучка.

Ключевые слова: кластеры, лазерное излучение, магнитная ловушка.

1. Недавно было показано [1, 2], что после облучения дейтериевых кластеров излучением мощного фемтосекундного лазера возникает горячая плазма с энергией ионов $\varepsilon \simeq 2.5$ кэВ. Наблюдалось также возникновение в результате $d-d$ -реакции примерно 10^4 нейтронов за один импульс лазерного излучения. Столь низкий выход нейтронов не предполагает возможности каких-либо практических приложений обнаруженного эффекта, поэтому желательно найти способ удержания горячей плазмы, возникающей после кулоновского взрыва кластеров в лазерном фокусе. Одним из таких способов может быть удержание плазмы в магнитной ловушке в течение времени τ между лазерными импульсами. Для современных фемтосекундных лазеров это время может составлять $\sim 10^{-3}$ с и даже менее. Если время удержания плазмы в ловушке сравнимо с временем между лазерными импульсами, то появляется возможность создания квазипрерывного источника термоядерных нейтронов.

2. Максимальная энергия ионов дейтерия после кулоновского взрыва достигается в случае, когда в процессе взаимодействия с лазерным излучением все электроны покидают кластер. Это возможно, если пондеромоторная энергия электрона в лазерном поле превышает кулоновский барьер, возникающий в результате притяжения ионов:

$$U_p = \frac{(eE_0 \lambda)^2}{4mc^2} > U_C = \frac{Ze^2}{R}, \quad (1)$$

где Z – полный заряд кластера; E_0 – амплитуда электрического поля линейно поляризованной лазерной волны; λ – длина волны; R – радиус кластера; m – масса электрона. Оценим радиус кластера и интенсивность лазерного пучка, необходимые для достижения данной энергии ионов. В случае полной ионизации кластера

$$Z \simeq N = \frac{4\pi}{3} nR^3, \quad (2)$$

Д.Ф.Зарецкий. РНЦ «Курчатовский институт», Россия, 123182 Москва, пл. акад. Курчатова, 1; e-mail: zaretsky@imp.kiae.ru

Поступила в редакцию 16 декабря 2003 г., после доработки – 19 марта 2004 г.

где n – концентрация атомов в кластере; N – их полное число. Простые оценки по формулам (1) и (2) приводят к следующим значениям радиуса кластера и интенсивности лазерного поля, необходимым для получения ионов с энергией $\varepsilon \simeq 2.5$ кэВ после кулоновского взрыва:

$$R \simeq 35 \text{ \AA}, \quad J \simeq 5 \times 10^{16} \text{ Вт/см}^2. \quad (3)$$

3. Будем предполагать, что кулоновский взрыв кластеров происходит в магнитной ловушке. Оценим параметры ловушки, необходимые для удержания горячей плазмы со средней энергией ионов $\varepsilon \simeq 2.5$ кэВ в течение времени $\tau \simeq 10^{-3}$ с. После кулоновского взрыва плазма занимает объём, существенно превышающий объём лазерной фокальной области. Как известно [3], для удержания плазмы магнитным полем необходимо выполнение критерия

$$p_D \ll \frac{H^2}{8\pi}, \quad (4)$$

где p_D – давление дейтериевой плазмы; H – напряжённость магнитного поля. Объём фокальной области лазерного пучка в экспериментах [1, 2] $V \simeq 10^{-4} \text{ см}^3$ при средней концентрации ионов дейтерия $n_i \simeq 10^{19} \text{ см}^{-3}$. Будем предполагать, что радиус магнитной ловушки $r \simeq 1$ см, а её высота $l \simeq 10$ см. Тогда средняя концентрация ионов в ловушке $n_i \simeq 10^{14} \text{ см}^{-3}$, а их полное число $N_i \simeq 10^{15}$. Считая плазму идеальной при температуре $T \simeq 2.5$ кэВ, для поля $H \simeq 10$ кГс получим основной критерий удержания

$$\beta = p_D \left(\frac{H^2}{8\pi} \right)^{-1} \simeq 0.1, \quad (5)$$

что удовлетворяет критерию (4).

Радиус магнитной ловушки в направлении, перпендикулярном магнитному полю, должен быть больше радиуса Лармора для ионов:

$$r > r_L = \frac{v_i M c}{e H}, \quad (6)$$

где v_i и M_D – скорость и масса ионов дейтерия соответственно. Условие (6) ограничивает диаметр ловушки снизу. Для использованных выше значений $T \simeq 2.5$ кэВ и $H \simeq 10$ кГс получим

$$r \geq 1 \text{ см}, \quad (7)$$

что соответствует нашему выбору параметров ловушки.

4. Рассмотрим теперь условия, необходимые для удержания плазмы после кулоновского взрыва в магнитной ловушке. Прежде всего нужно, чтобы частота ионных столкновений в ловушке была существенно меньше ларморовской:

$$v_{ii} = \frac{4\pi e^4 n_i L_C}{\sqrt{M} T^{3/2}} \ll v_L = \frac{eH}{M_D c}, \quad (8)$$

где $L_C \simeq 10$ – кулоновский логарифм; T – эффективная температура; $M = M_D/2$ – приведённая масса для $d-d$ столкновения. Согласно (8) при $n_i \simeq 10^{14} \text{ см}^{-3}$ и $T \simeq 2.5$ кэВ

$$v_{ii} \simeq 10^3 \text{ с}^{-1}. \quad (9)$$

В то же время частота Лармора в поле $H \simeq 10$ кГс составляет $\sim 10^8 \text{ с}^{-1}$. Поэтому можно ожидать, что в течение необходимого времени плазма будет «заморожена» магнитным полем.

Время существования плазмы в ловушке может быть мало, если в ней в период между импульсами лазерного поля присутствуют холодные нейтральные атомы. Тогда за счёт перезарядки горячие ионы нейтрализуются и уходят из ловушки. Число перезарядок в единицу времени есть

$$N_e = \sigma_e v_i n_i N_0, \quad (10)$$

где σ_e – сечение перезарядки; N_0 – число нейтральных атомов в ловушке. Для ионов с энергией в несколько килоэлектронвольт $\sigma_e \simeq 10^{-15} \text{ см}^2$ [5]. Число перезарядок должно быть много меньше числа ионов в ловушке, откуда с учётом (10) следует, что число нейтральных атомов в ловушке в течение времени между импульсами не должно превышать 10^{11} . Этот критерий является достаточно жёстким. Однако нужно иметь в виду, что вместе с горячими ионами в ловушку поступают электроны примерно с такой же энергией (~ 2.5 кэВ). Они ионизируют нейтральные атомы, поэтому концентрация последних может быть на несколько порядков больше.

Время удержания плазмы ограничено также дрейфом ионов в направлении, перпендикулярном магнитному полю. Скорость дрейфа v_{\perp} даётся полуэмпирической формулой Бома [3]:

$$v_{\perp} = -\frac{c}{16\pi n_i H} \nabla_{\perp} p_D, \quad (11)$$

где $\nabla_{\perp} p_D$ – градиент давления плазмы в направлении, перпендикулярном магнитному полю. Для оценки будем считать, что

$$|\nabla_{\perp} p_D| \simeq \beta \frac{H \delta H}{4\pi r}, \quad (12)$$

где β – коэффициент, не зависящий от координаты (в нашем случае $\beta \simeq 0.1$); δH – изменение магнитного поля

между центром ловушки и её стенкой. Согласно (11) при $\delta H/H \simeq 10^{-3}$ время дрейфа на расстояние порядка радиуса ловушки ($r \simeq 1$ см) составляет примерно 10^{-3} с. Таким образом, относительное изменение магнитного поля в сечении ловушки должно быть достаточно малым.

5. Кластеры образуются в потоке газа, вылетающего из сопла [1, 2]. Облучение потока кластеров лазерным импульсом следует проводить после их попадания в ловушку. Можно рассматривать два типа ловушек: пробочные и со встречными магнитными полями [6]. В случае пробочных ловушек магнитное поле на концах ловушки обычно в несколько раз больше, чем в центре. При этом поле в плоскости, перпендикулярной магнитным силовым линиям, должно быть достаточно однородным, как это следует из оценок, приведённых выше. Системы со встречными магнитными полями кажутся более привлекательными, т. к. в них магнитное поле возрастает во всех направлениях от центра ловушки. В этом случае представляется целесообразным облучать поток кластеров лазерным пучком вблизи центра ловушки.

В случае открытых ловушек существует область вблизи пробочек, где плазма отсутствует [7]. Телесный угол, в котором отсутствует плазма, заполняется за счёт кулоновского рассеяния ионов друг на друге. Величина телесного угла определяется пробочным отношением

$$R = \frac{H_c}{H}, \quad (13)$$

где H_c – магнитное поле в пробках. Число столкновений в единицу времени, которые приводят к появлению ионов с «опасным» направлением импульса, определяется выражением [7]

$$v_{ii}^n = \frac{4\pi e^4 n_i}{\sqrt{M} T^{3/2}} \frac{1}{\ln R}. \quad (14)$$

Используя (14), можно найти характерное время между «опасными» столкновениями. Имея в виду, что $n_i \simeq 10^{14} \text{ см}^{-3}$, $T \simeq 2.5$ кэВ и $R \approx 3$, получим оценку

$$\tau_{ii}^n \simeq 10^{-2} \text{ с},$$

которая оказывается больше, чем время между лазерными импульсами.

6. На основе представленных оценок мы можем сделать следующие выводы. Для реализации квазинепрерывного режима реакции слияния ядер дейтерия с энергией 2–3 кэВ при соответствующем выборе параметров магнитной ловушки необходим фемтосекундный лазер с интенсивностью $J \simeq 5 \times 10^{16} \text{ Вт/см}^2$, энергией в импульсе $E \simeq 0.1$ Дж и частотой повторения импульсов порядка 10^3 Гц.

В нашем случае концентрация горячих ионов в ловушке примерно в 10^5 раз меньше, чем в фокусе лазерного пучка в экспериментах [1, 2]. Но время удержания горячих ионов может быть в 10^7 раз больше. Поэтому при тех же параметрах лазера и кластерного пучка можно ожидать увеличения выхода нейтронов на один импульс в 10^2 раз. Более того, выход нейтронов может быть значительно увеличен за счёт роста энергии ионов с 2.5 до 10 кэВ. С этой целью достаточно увеличить размер кластеров до 70 Å, а интенсивность лазерного пучка – до

2×10^{17} Вт/см². Одновременно следует увеличить в два раза напряжённость магнитного поля ловушки. Увеличения выхода нейтронов на один лазерный импульс можно было бы добиться путём увеличения объёма взаимодействия лазерной волны с пучком дейтериевых кластеров.

Однако этому мешают два дополнительных условия, которые нужно учитывать. Во-первых, энергия волны в импульсе должна превышать энергию, которую уносят все фотоэлектроны, и, во-вторых, длительность импульса должна быть меньше или сравнима с временем существования кластера в лазерном поле (~ 20 – 30 фс). Таким образом, увеличение диаметра фокуса до 1 см потребует увеличения энергии в импульсе до 10^3 Дж. В заключение отметим, что предложенный способ инъекции горячих ионов может быть актуальным не только для открытых ловушек, но и для «токамаков».

Автор пользуется случаем выразить глубокую при-

знательность сотрудникам Курчатовского института Ю.Н.Днестровскому, В.А.Жильцову и А.А.Сковороде за стимулирующие дискуссии, а также С.В.Попруженко за обсуждение результатов данной работы.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (грант № 02-02-04007).

1. Ditmire T. et al. *Nature*, **398**, 489 (1999).
2. Ditmire T. et al. *Phys. Rev. Lett.*, **84**, 2634 (2000).
3. Spitzer L. *Physics of Fully Ionized Gases* (London: Pergamon, 1956).
4. Лифшиц Е.М., Питаевский Л.П. *Физическая кинетика* (М.: Наука, 1979).
5. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. *Квантовая механика* (М.: Наука, 1974).
6. *Вопросы теории плазмы* (Сборник) (М.: Госатомиздат, 1963).
7. Трубников Б.А. *Теория плазмы* (М.: Энергоатомиздат, 1996); Лукьянов С.Ю., Ковальский Н.Г. *Горячая плазма и управляемый ядерный синтез* (М.: изд-е МИФИ, 1997).