

## ОБ УСКОРЕНИИ ПОТОКА ЧАСТИЦ ЛАЗЕРНОЙ ДЕЙТЕРИЕВОЙ ПЛАЗМЫ В БЫСТРОНАРАСТАЮЩЕМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

*К. И. Козловский, А. Е. Шиканов, Е. Д. Вовченко, А. А. Исаев*<sup>1</sup>

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва

Рассматривается модель ускорения лазерной плазмы, содержащей ионы тяжелого водорода, быстро нарастающим магнитным полем для генерации нейтронов. Приводятся результаты расчета ускорения сгустка лазерной плазмы в момент его образования. Расчеты проводились для тороидального сгустка плазмы, образуемого под действием лазерного импульса, сфокусированного в тонкое кольцо радиусом  $r$  на поверхность твердой мишени, содержащей дейтерий и смещенной относительно геометрического центра кольцевого проводника на расстояние  $z$  в сторону лазера. Предложенная модель носит достаточно общий характер, так как любое азимутально-симметричное плазменное образование может быть представлено в виде совокупности подобных тороидальных укрупненных плазменных частиц. В результате был разработан алгоритм расчета начального поля ускорений и составлена соответствующая программа, с использованием которой был проведен численный эксперимент с целью выяснения оптимальных временных режимов ускорения дейтронов, а также геометрических параметров  $r$  и  $z$ , необходимых для постановки физического эксперимента на вакуумной установке, моделирующей рассматриваемый процесс ускорения.

The model of the acceleration of a laser plasma containing ions of heavy hydrogen by a rapidly growing magnetic field for neutron generation is examined. In this work, the results of calculating the acceleration of a laser plasma bunch at the time of its formation are presented. Calculations were carried out for a toroidal plasma bundle formed by a focused laser pulse in a thin ring of radius  $r$  on the surface of a solid target containing deuterium and displaced relative to the geometric center of the annular conductor at the distance  $z$  towards the laser. The proposed model is quite general in nature, as any azimuthally symmetric plasma formation can be represented as a set of similar toroidal enlarged plasma particles. As a result, an algorithm for calculating the initial field of accelerations was developed and a corresponding program was compiled. With the use of this program a numerical experiment was carried out in order to define the optimal temporal deuteron regimes of deuteron acceleration, as well as the geometric parameters  $r$  and  $z$ , which are necessary for setting up a physical experiment on a vacuum installation simulating the considered acceleration process.

PACS: 52.38.Kd

В настоящее время для генерации быстрых нейтронов, а также при реализации ряда имплантационных и экологических технологий часто используются устройства на основе электростатических ускорителей ионов тяжелого водорода. Недостатком этих устройств

---

<sup>1</sup>E-mail: isaev@lenta.ru

являются ограничения на ток и плотность тока ускоренных ионов, связанные с влиянием пространственного заряда, низкий коэффициент полезного действия при ускорении ионов и наличие сопутствующего рентгеновского излучения, возбуждаемого электронами ионно-электронной, автоэлектронной или взрывной эмиссии. Эти недостатки в значительной мере устраняются при реализации эффективного ускорения квазинейтральной плазмы.

В работе [1] была рассмотрена схема ускорения лазерной плазмы в быстронарастающем магнитном поле, формируемом при разряде накопительной емкости  $C$ , заряженной до напряжения  $U$ , на контур в виде проводящего кольца радиусом  $\rho$ . Схема такого ускорения плазмы для последующей генерации нейтронов представлена на рис. 1. Плазма образуется в момент  $t$ , отсчитываемый от начала разряда накопительной емкости, в результате фокусировки излучения импульсного лазера на мишень из диэлектрического дейтерированного материала. Из-за нарастания магнитного поля в плазме возбуждается вихревой электрический ток. При взаимодействии этого тока с магнитным полем возникает продольная пондеромоторная сила, ускоряющая плазменный сгусток.

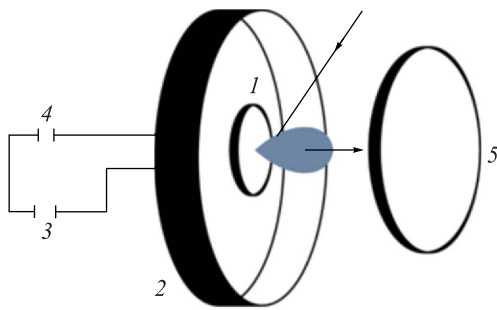


Рис. 1. Схема ускорения сгустка лазерной плазмы в момент его образования: 1 — плазмообразующая мишень; 2 — кольцевой контур с током; 3 — емкостный накопитель энергии; 4 — разрядник; 5 — нейтронообразующая мишень

В данной работе приводятся результаты расчета ускорения сгустка лазерной плазмы в момент его образования. Расчеты проводились для тороидального сгустка плазмы, образуемого под действием лазерного импульса, сфокусированного в тонкое кольцо радиусом  $r$  и шириной  $a$  на поверхность твердой мишени, содержащей дейтерий и смещенной относительно геометрического центра кольцевого проводника на расстояние  $z$  в сторону лазера (см. рис. 1). Такая фокусировка может осуществляться с помощью оптических конусов (аксиконов) или специальных голографических линз. Модель носит достаточно общий характер, так как любое азимутально-симметричное плазменное образование может быть представлено в виде совокупности подобных тороидальных укрупненных плазменных частиц.

В основу используемой модели легли следующие физические представления. После разряда накопительной емкости на кольцевой проводник (суммарная индуктивность разрядной цепи  $L$ ) создается нарастающее во времени магнитное поле. Его значение в области образования плазменного сгустка определяется вектором индукции  $B(r, z, t) = \{B_r(r, z, t), B_z(r, z, t)\}$ , который может быть с достаточной степенью точности описан следующими выражениями [2]:

$$B_{r,z}(r, z, t) = B_{0r,z}(r, z) \exp \left[ - \left( \frac{R}{2L} \right) t \right] \sin \left[ (LC)^{-1/2} t \right], \quad (1)$$

$$B_{0r,z}(r, z) = \left[ \frac{\mu_0 U \left( \frac{C}{L} \right)^{1/2}}{2\pi} \right] \left( \frac{\rho}{r} \right)^{1/2} \frac{\partial}{\partial z} \left[ \frac{2E(k)}{k} - \left( \frac{2}{k} - k \right) K(k) \right],$$

$$B_{0z}(r, z) = \left[ \frac{\mu_0 U \left( \frac{C}{L} \right)^{1/2}}{2\pi} \right] r^{-1} \frac{\partial}{\partial r} \left\{ (r\rho)^{1/2} \left[ \left( \frac{2}{k} - k \right) K(k) - \frac{2E(k)}{k} \right] \right\},$$

где  $\mu_0$  — магнитная проницаемость вакуума;  $R$  — активное сопротивление разрядного контура;  $K(k)$  и  $E(k)$  — полные эллиптические интегралы 1-го и 2-го рода соответственно,

$$k = \frac{2(r\rho)^{1/2}}{[(\rho + r)^2 + z^2]^{1/2}}.$$

В результате изменения во времени магнитного поля возникает азимутальное вихревое электрическое поле, которое в соответствии с законом Ленца определяется следующим приближенным выражением:

$$E_\varphi(r, z, t) \approx - \left( \frac{r}{2} \right) \frac{d}{dt} [B_z(r, z, t)]. \quad (2)$$

В области кольцевого плазменного образования возникают также знакопеременные азимутальные электрические поля, связанные с пересечением движущейся плазмой силовых линий магнитного поля и пропорциональные компонентам вектора скорости. Однако эти поля могут отвечать только за перераспределение запасенной на начальной стадии образования плазмы кинетической энергии поперечного движения в кинетическую энергию продольного движения. Значит, в этом случае речь может идти только об увеличении или уменьшении энергии продольного движения отдельных фрагментов лазерной плазмы не более чем в два раза на протяжении всего процесса разлета, что не представляет интереса для поставленных выше задач. Таким образом, в дальнейшем рассмотрении указанным эффектом можно пренебречь.

Лазерная плазма обладает конечной проводимостью  $\sigma$ , которая на начальной стадии разлета с достаточной точностью определяется формулой Спитцера [3] с поправкой на параметр замагниченности Холла —  $\Omega = \omega_L/\nu$  [4]:

$$\sigma \approx \frac{2 \cdot 10^4 \theta^{3/2}}{\{\Lambda[1 + \Omega^2]\}} [\text{Ом} \cdot \text{м}], \quad (3)$$

где

$$\omega_L = \frac{eB_z(r, z, t)}{m} \quad (4)$$

— круговая частота Лармора;  $e, m$  — заряд и масса электрона соответственно;

$$\nu \approx 2 \cdot 10^{-12} n \Lambda \theta^{-3/2} \quad (5)$$

— частота электрон-ионных столкновений [3];

$$\Lambda \approx \ln(7,5 \cdot 10^{-6} \theta^{3/2} n^{-1/2}) \quad (6)$$

— кулоновский логарифм [3];  $\theta$  и  $n$  — соответственно начальная температура, выраженная в эВ, и электронная плотность лазерной плазмы, усредненные по объему плазменного сгустка.

Начальное значение электронной плотности плазмы можно оценить, используя опубликованное в работе [6] выражение, связывающее массовую плотность лазерной плазмы  $g$  с помощью лазерного излучения:

$$g = B(S, A, Z)W^{1/3}, \quad (7)$$

где  $B(S, A, Z)$  — некая функция от плотности  $S$  пятна фокусировки излучения на плазмообразующую мишень, средней атомной массы  $A$  вещества мишени, порядкового номера  $Z$  элемента, составляющего вещество мишени. Переходя в этом выражении от мощности лазерного излучения к плотности мощности, а от массовой плотности к электронной, можно получить для случая дейтерированного полиэтилена  $(CD_2)_n$  (наиболее оптимальный материал плазмообразующей мишени) следующее выражение для начальной электронной плотности:

$$n \approx 2 \cdot 10^{19} q^{1/3} (ra)^{-1/6} \text{ м}^{-3}. \quad (8)$$

Это выражение устанавливает зависимость электронной плотности от плотности мощности лазерного излучения и геометрических размеров плазменного сгустка для длины волны лазерного излучения  $\sim 1$  мкм.

Среднюю начальную температуру плазмы  $\theta$ , используя данные, опубликованные в работе [5], можно выразить через плотность мощности лазерного излучения  $q$  на поверхности плазмообразующей мишени. В рассматриваемом случае эта связь будет определяться следующим приближенным выражением:

$$\theta \approx 10^{-6} (q)^{4/9} \text{ эВ}. \quad (9)$$

Согласно закону Ома в плазме возбуждается азимутальный ток плотностью  $j = \sigma E_\varphi(r, z)$ . При этом на любой элемент единичного объема плазменного сгустка в момент его образования будет действовать продольная пондеромоторная сила

$$F_z(r, z, t) = \sigma E_\varphi(r, z, t) B_r(r, z, t). \quad (10)$$

Эффект начального ускорения более наглядно можно описать в терминах поля ускорений:

$$f(r, z) = \frac{[\sigma E_\varphi(r, z, t) B_r(r, z, t)]}{Mn}, \quad (11)$$

где  $M$  — масса дейтрона.

На основании формул (1)–(11) был разработан алгоритм расчета начального поля ускорений и составлена соответствующая программа для персонального компьютера. С использованием этой программы был проведен численный эксперимент с целью выяснения оптимальных временных режимов ускорения дейтронов, а также значений геометрических параметров  $r$  и  $z$ , необходимых для постановки реального физического эксперимента на вакуумной установке, моделирующей рассматриваемый процесс ускорения.

В численном эксперименте значения плотности потока лазерного излучения рассматривались в диапазоне  $q = 10^{13} - 10^{15}$  Вт/м<sup>2</sup>, а параметры разрядного контура варьировались в следующих пределах:  $C = 10^{-7} - 10^{-6}$  Ф,  $L = 10^{-8} - 5 \cdot 10^{-7}$  Гн,  $U = 10 - 50$  кВ,  $R = 10^{-2} - 1$  Ом. Указанные диапазоны представляются вполне реальными для создания действующего малогабаритного ускорителя плазмы. Предварительные аналитические расчеты показывают, что им соответствует диапазон изменения начальной скорости нарастания магнитного поля  $10^6 - 10^8$  Тл/с с его максимальной амплитудой несколько тесла.

На рис. 2 в качестве примера представлены характерные зависимости начального поля ускорений от параметров  $r$  и  $z$ , рассчитанные для следующих значений:  $C = 10^{-6}$  Ф,  $L = 10^{-7}$  Гн,  $R = 0,1$  Ом,  $U = 20$  кВ,  $\rho = 0,005$  м,  $a = 5 \cdot 10^{-4}$ ,  $q = 10^{13}$  Вт/м<sup>2</sup>, при оптимальном времени задержки  $t_0$ .

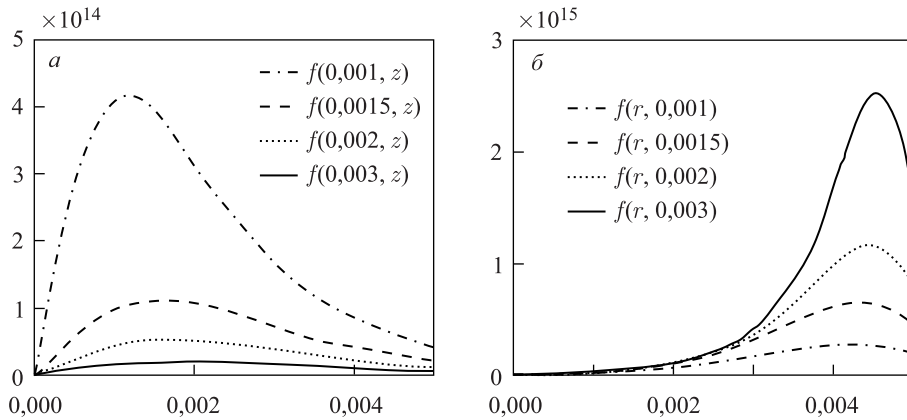


Рис. 2. Характерные зависимости начального поля ускорений от параметров  $r$  и  $z$ . а) Семейство зависимостей поля ускорений  $f(r, z)$ ,  $z$  — текущая координата (ось абсцисс),  $r$  — параметр. б) Семейство зависимостей поля ускорений  $f(r, z)$ ,  $r$  — текущая координата (ось абсцисс),  $z$  — параметр

Анализ результатов численного эксперимента позволяет сделать следующие выводы.

1. Оптимальное время задержки между началами электрического и лазерного импульсов составляет

$$t_0 \approx \frac{(LC)^{1/2}}{2} \operatorname{tg}^{-1} \left[ \frac{2}{R} \left( \frac{L}{C} \right)^{1/2} \right].$$

2. Оптимальный режим ускорения достигается при фокусировке лазерного излучения на мишень, расположенную на расстоянии  $z \approx 0,15\rho$  от центра контура с током в направлении разлета плазмы.

3. Ускорение фрагментов лазерной плазмы растет монотонно с ростом радиуса кольца фокусировки, достигая максимума при  $r \approx 0,9\rho$ .

4. Началу процесса ускорения соответствует рост продольной скорости движения ионов плазмы за 1 нс более чем в 2 раза.

5. Ускорение монотонно растет с увеличением параметра  $U^2 C^{1/2} / L^{3/2}$ . При этом характер роста ускорения близок к линейному.

6. На плазменный сгусток действует также поле пондеромоторных сил, направленных к оси симметрии ускоряющей системы. Поэтому радиус плазменного сгустка уменьшается. В процессе его уменьшения за характерные времена 10–100 нс (в зависимости от параметров магнитной системы) резко (практически до нуля) спадает продольная ускоряющая сила в результате спада радиальной составляющей магнитного поля.

На основании трех последних выводов можно сделать прогноз о возможности генерации нейтронов с использованием лазерной плазмы, ускоренной в нестационарном магнитном поле. При этом время эффективного ускорения будет составлять 10–100 нс. За это время продольная скорость фронта плазменного образования может увеличиться с учетом спада радиальной составляющей магнитного поля и электронной плотности плазмы в результате ее расширения и протекания рекомбинационных процессов в несколько десятков раз. Таким образом, если принять для указанных выше параметров ускоряющей системы в соответствии с данными работы [8] значение начальной скорости раздела лазерной плазмы  $\sim 10^5$  м/с, то можно утверждать, что в процессе ускорения плазмы будут получены дейтроны с энергией в несколько десятков килоэлектронвольт. Такие значения энергии дейтронов вполне приемлемы для генерации нейтронов на твердой мишени, содержащей тритий.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Цыбин А. С., Козловский К. И., Кузнецов А. Ю., Шиканов А. Е.* Ускоритель лазерной плазмы для радиационно-физических исследований // Тр. 12-й Междунар. конф. по радиационной физике и химии неорганических материалов, Томск, Россия, 2003. С. 511–514.
2. *Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.* Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1982. С. 164.
3. *Хора Х.* Физика лазерной плазмы. М.: Энергоатомиздат, 1986. С. 37–38.
4. *Чен Ф.* Введение в физику плазмы. М.: Мир, 1987. С. 167.
5. *Бойко В. А., Крохин О. Н., Склизов Г. В.* Исследование параметров и динамики лазерной плазмы при острой фокусировке излучения на твердую мишень // Тр. ФИАН СССР. 1974. Т. 76. С. 186–228.
6. *Krokhin O. N.* High Temperature and Plasma Phenomena by Laser Radiation // Proc. of Intern. School Phys., N. Y., 1971. P. 278–305.
7. *Вергун И. И., Козловский К. И., Козырев Ю. П., Цыбин А. С., Шиканов А. Е.* Исследование интенсивного лазерного источника дейтронов // ЖТФ. 1979. Т. 49, №9. С. 2003–2006.