

02.2;04.1;12.1

Модель ускорения лазерной плазмы в полях спиральной электродинамической линии

© А.Е. Шиканов, Е.Д. Вовченко, К.И. Козловский, В.Л. Шатохин[¶]Национальный исследовательский ядерный университет „МИФИ“,
Москва, Россия[¶] E-mail: vlshatokhin@mephi.ru

Поступило в Редакцию 19 сентября 2018 г.

Рассматривается ускорение сгустка лазерной плазмы в быстро нарастающем магнитном поле сложной геометрии, для формирования которого применена коническая спираль, расширяющаяся в сторону предполагаемого ускорения плазмы. Приводится алгоритм расчета продольного магнитного поля в приближении замены спиральной линии системой из колец переменного радиуса. Для анализа эффективности ускорения предложена математическая модель, основанная на взаимодействии магнитного момента плазменного сгустка с градиентом спада продольного магнитного поля. Показана возможность достижения дейтронами средней скорости, превышающей 10^6 m/s.

DOI: 10.21883/PJTF.2019.03.47277.17530

В работе [1] приведены результаты исследования ускорения лазерной плазмы (ЛП), содержащей дейтроны, в нестационарном неоднородном магнитном поле, спадающем в продольном направлении. Рассмотрен случай, когда такое поле создается тонким кольцом радиуса ~ 0.01 м с током, генерируемым при разряде на него емкостного накопителя энергии. Эксперименты показали, что в такой системе ускорения можно получить потоки дейтронов с максимальной энергией в спектре, превышающей 50 keV. Это свидетельствует о принципиальной возможности применения подобного рода ускорителей в качестве портативных импульсных генераторов нейтронов (ИГН) на основе ядерных реакций $D(d, n)^3\text{He}$ и $T(d, n)^4\text{He}$, в которых в отличие от ИГН на основе методов прямого ускорения отсутствуют ограничения на нейтронный выход, связанные с влиянием пространственного заряда на плотность тока дейтронов и эффективность их ускорения [2].

В настоящей работе для повышения эффективности ускорения исследуется возможность применения более сложной пространственно-временной структуры магнитного поля, формируемой с помощью электродинамической линии в виде спирали, расширяющейся в сторону предполагаемого ускорения ЛП (рис. 1).

Так же как и в ускорителе с кольцевым контуром с током, в рассматриваемом случае используется индукционный механизм ускорения, основанный на взаимодействии внешнего переменного магнитного поля с ЛП, являющейся проводящей средой. Плазма создается при воздействии интенсивного излучения импульсного лазера на твердотельную мишень из дейтерированного полиэтилена. Лазерная мишень охватывается индукционной катушкой (электродинамической спиральной линией), в которой возбуждается импульс тока, синхронизированный с импульсом лазера.

Быстро нарастающее магнитное поле индуцирует в сгустке лазерной плазмы вихревой ток. Азимутальная

составляющая этого тока взаимодействует с радиальной составляющей магнитного поля и создает пондеромоторную силу Ампера, ускоряющую плазму в аксиальном направлении. Ее продольная составляющая, действующая на единичный объем ЛП, определяется выражением $f_z(r, z, t) = j(r, z, t)B_r(r, z, t)$, где $j(r, z, t)$ и $B_r(r, z, t)$ — соответственно плотность азимутального электрического тока и радиальная составляющая магнитного поля в точке с цилиндрическими координатами r, z в плазменном объеме в момент времени t .

Следует отметить, что в рамках предложенной модели ускорения ЛП рассматривается как сплошная среда, в которой на макроскопическом уровне выполняются условия квазинейтральности. Это снимает ограничения, связанные с пространственным зарядом. Ионы ускоряются в присутствии электронов. При этом основная энергия ускоренной ЛП из-за разности масс определяется ионами.

Для изучения возможностей эффективного применения спиральной линии при формировании магнитного поля был разработан алгоритм расчета полей, при реализации которого магнитное поле спирали приближенно представлялось в виде суперпозиции полей, создаваемых системой из N колец с током $I(t)$, расположенных в параллельных плоскостях, отстоящих друг от друга на расстояние $H/(N-1)$, где H — продольная длина спирали. Продольные координаты колец определялись формулой $z_i(N) = H(i-1)/(N-1)$, где индекс $i = 1 - N$ означает номер кольца, а радиусы колец возрастают с номером кольца в соответствии с формулой $a_i(N) = R_{\min} + (R_{\max} - R_{\min})(i-1)/(N-1)$. Для компьютерного моделирования магнитного поля были выбраны геометрические параметры спирали, планируемые в эксперименте на лабораторной установке:

$$R_{\min} = 10^{-2} \text{ м}, \quad R_{\max} = 5 \cdot 10^{-2} \text{ м}, \quad H = 2.5 \cdot 10^{-2} \text{ м}.$$

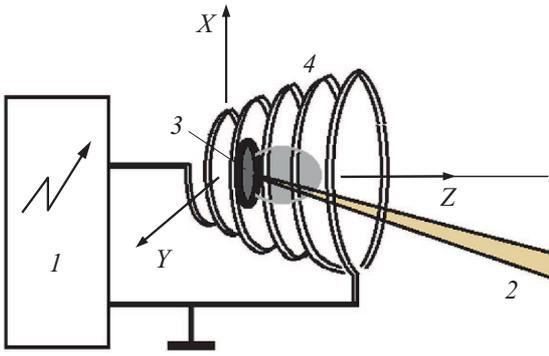


Рис. 1. Схема ускорителя лазерной плазмы с электродинамической спиральной линией. 1 — генератор импульсного напряжения, 2 — лазерный луч, 3 — лазерная мишень, 4 — спиральная линия.

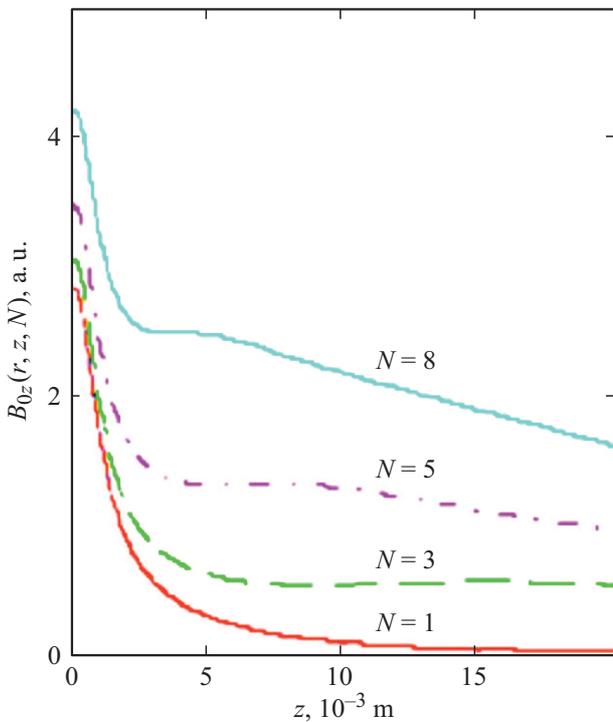


Рис. 2. Зависимости продольного магнитного поля B_{0z} от координаты z при отклонении от оси на величину $r = 4 \cdot 10^{-3}$ м.

Продольный компонент вектора индукции определяется следующим образом:

$$B_z(r, z, t, N) = I(t)B_z(r, z, N) \\ = I(t) \sum_{i=1}^N b_z[r, z - z_i(N), a_i(N)],$$

где функция $b_z[r, z - z_i(N), a_i(N)]$ — продольный компонент вектора индукции магнитного поля, создаваемого тонким кольцом радиуса $a_i(N)$ с единичным током в точках пространства, задаваемых в цилиндрической

системе координатами r и z . Функция b_z определяется следующим соотношением [3]:

$$b_z(r, z, a) = \frac{\mu_0}{2\pi} \left\{ E[w(r, z, a)] \frac{a^2 - r^2 - z^2}{(a - r)^2 + z^2} + K[w(r, z, a)] \right\} \frac{1}{\sqrt{(a + r)^2 + z^2}},$$

где

$$w(r, z, a) = \frac{4ar}{(a + r)^2 + z^2},$$

μ_0 — магнитная постоянная, a — радиус кольца, $K(w)$ и $E(w)$ — полные эллиптические интегралы. Для выбранной геометрии спирали и различных отклонений от оси ($0 < r < 4 \cdot 10^{-3}$ м) получены расчетные зависимости пространственных амплитуд продольного магнитного поля

$$B_{0z}(r, z, N) = \sum_{i=1}^N b_z[r, z - z_i(N), a_i(N)].$$

В качестве иллюстрации на рис. 2 представлен один из вариантов такого расчета. Анализ результатов компьютерного моделирования показал, что для небольших N эффективное ускорение происходит в самом начале спиральной линии на длине $\sim R_{\min}$, причем преимущественно для частиц из периферийной плазмы.

Для корректного учета влияния параметров линии на работу ускорителя в целом нужно знать ее индуктивность. В основу алгоритма расчета индуктивности $L(N)$ спиральной линии легло известное выражение

$$\frac{d\Phi}{dt} = L \frac{dI}{dt},$$

в котором магнитный поток определяется формулой

$$\Phi(t) = 2\pi I(t) \sum_{i=1}^N \int_0^{a_i(N)} r B_{0z}(r, z_i, N) dr.$$

Из этих соотношений следует выражение для расчета индуктивности

$$L(N) = 2\pi \sum_{i=1}^N \int_0^{a_i(N)} r B_{0z}(r, z_i, N) dr.$$

В диапазоне $1 \leq N \leq 8$ индуктивность спиральной линии изменяется в довольно широких пределах от $0.05 \cdot 10^{-6}$ до $2 \cdot 10^{-6}$ Н, и ее необходимо учитывать в расчетной формуле для импульса тока в разрядном контуре

$$I(t) = I_0 \exp(-\alpha t) \sin(\omega t + \beta),$$

где $I_0 = U / \{\omega_0 [L(N) + L_G] \cos \beta\}$, $\alpha = R / 2 [L(N) + L_G]$, $\beta = \arctg(\alpha / \omega)$, $\omega_0 = \{[L(N) + L_G] C\}^{-0.5}$, $\omega = (\omega_0^2 - \beta^2)^{0.5}$,

U — напряжение, запасаемое в емкостном накопителе энергии зарядки, C и L_G — соответственно емкость и индуктивность накопителя энергии импульсного генератора тока, R — активное сопротивление разрядной цепи.

Для анализа процесса ускорения ЛП в магнитном поле спиральной линии предложена математическая модель, основанная на взаимодействии магнитного момента плазменного сгустка с градиентом спада продольного магнитного поля. В процессе нарастания магнитного поля в ЛП возникает азимутальный электрический ток с плотностью

$$j(r, z, t) \approx \sigma[\theta(t)] \frac{r}{2} \frac{dI}{dt} \sum_{i=1}^N B_z(r, z - z_i, a_i),$$

где σ — проводимость плазмы с температурой θ . Ему соответствует магнитный момент плазменного сгустка

$$\mu(t, z_c, r_c) \approx \pi \int_0^{2(r_0+z_c)} dz \int_0^{r_c} dr r^2 j(r, z, t),$$

где z_c и r_c — текущие продольная координата центра тяжести плазменного сгустка и среднее радиальное отклонение фронта ЛП от оси. На плазменный сгусток будет действовать сила [4]:

$$F(t, z_c, r_c) \approx -\mu(t, z_c, r_c) \frac{\partial}{\partial z} B_z(0, z, t) \Big|_{z=z_c}.$$

Анализ экспериментальных данных по кинематике разлета ЛП [5] показал, что для оценочных расчетов вполне приемлема модель, в которой разлет плазмы можно представить в виде расширяющегося сферического плазменного облака, центр которого движется в направлении, перпендикулярном поверхности лазерной мишени, со скоростью распространения плазменного фронта V_f . Поле скоростей при этом будет определяться следующим выражением:

$$\mathbf{V}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{e}_r \frac{rV_f}{V_f t + r_0} + \mathbf{e}_z V_f \left(\frac{z}{V_f t + r_0} + 1 \right).$$

При наличии продольного магнитного поля индикатриса плазменного потока сужается и поле скоростей будет определяться выражением

$$\mathbf{V}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{e}_r \frac{rV_{\perp}(t)}{V_{\perp}(t)t + r_0} + \mathbf{e}_z V_f \left(\frac{z}{V_f t + r_0} + 1 \right).$$

где, согласно [6], $V_{\perp}(t) \approx 0.7V_f[1 + 1.9B_z^{1.2}(t)]^{-1.2}$.

Движение центра тяжести ЛП определяется следующими уравнениями:

$$\Delta m \frac{dV_c}{dt} \approx F(t, z_c, r_c), \quad \frac{dz_c}{dt} = V_c, \quad \frac{dr_c}{dt} \approx V_{\perp}(t),$$

где $\Delta m \approx 2 \cdot 10^{-12}$ kg — масса плазменного сгустка на стадии заковки его ионизационного состояния с начальными условиями $V_c(0) = V_0$, $z_c(0) = r_0$, $r_c(0) = r_0$, полученными из выражения для поля скоростей, представленного выше. При этом временная зависимость средней

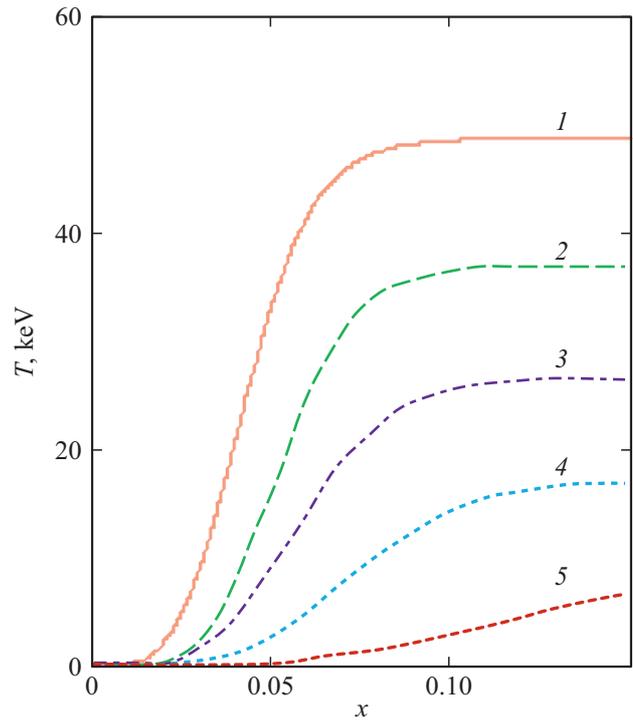


Рис. 3. Семейство расчетных зависимостей набора энергии дейтрона, усредненной по плазменному сгустку, от безразмерного времени $x = \omega t$, построенное для различных значений амплитуды возбуждаемого в спирали тока. I_0 , кА: 1 — 50, 2 — 40, 3 — 30, 4 — 20, 5 — 10.

энергии дейтрона в сгустке определяется формулой

$$T = (10^{-3} M / 2e) V_c^2 \text{ [keV]}.$$

На рис. 3 представлены расчетные зависимости энергии T от безразмерного времени $x = \omega t$, полученные для задержки $\tau = 100$ ns между импульсами лазерного излучения и тока, генерируемого в спирали с числом витков $N = 5$. Средняя температура плазмы оценивалась на уровне 3 eV на основании пирометрических измерений с использованием коаксиального фотоэлемента. Максимальная средняя скорость дейтронов, полученная при компьютерных расчетах, составила величину около $2 \cdot 10^6$ m/s. Это значение слабо менялось в диапазоне изменения энергии лазерного импульса от 0.1 до 0.5 J при длительности лазерного импульса 10^{-8} s.

В настоящее время проведены первые эксперименты по ускорению лазерной плазмы спиралью для геометрических параметров и энергетике, соответствующих описанному выше компьютерному эксперименту. С помощью временного анализа удалось оценить максимальную скорость ускоренных дейтронов, соответствующую переднему фронту ЛП, на уровне около $5 \cdot 10^6$ m/s. На основании этих предварительных данных можно, опираясь на представленную выше формулу для поля скоростей, говорить об адекватности предложенной модели ускорения ЛП импульсным магнитным полем

спиральной линии и возможности ее использования для прогнозирования результатов дальнейших экспериментов и проектирования систем для генерации нейтронов.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и образования РФ по соглашению № 14.575.21.0169 (RFMEFI57517X0169).

Список литературы

- [1] *Vovchenko E.D., Isaev A.A., Kozlovskij K.I., Shikanov A.E.* // J. Phys.: Conf. Ser. 2017. V. 941. P. 012016.
- [2] *Миллер Р.* Введение в физику сильноточных пучков заряженных частиц. М.: Мир, 1984. 432 с.
- [3] *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1982. 624 с.
- [4] *Тамм И.Е.* Основы теории электричества. М.: ГИТТЛ, 1954. 620 с.
- [5] *Цыбин А.С.* Динамика лазерной плазмы в сильноточных импульсных диодных системах // Радиационная плазмодинамика. М.: Энергоатомиздат, 1991. Т. 1. С. 437–462.
- [6] *Диденко А.Н., Шиканов А.Е., Козловский К.И., Шатохин В.Л., Пономарев Д.Д.* // Физика плазмы. 2014. Т. 40. № 11. С. 1025–1034.