

## ВОЗДЕЙСТВИЕ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ВЕЩЕСТВО

# Генерация сильных магнитных полей в цилиндрических оболочечных мишенях интенсивным циркулярно-поляризованным лазерным импульсом

А.А.Андреев, Л.А.Литвинов, К.Ю.Платонов

По всем вопросам  
обращайтесь по адресу  
[kej@lebedev.ru](mailto:kej@lebedev.ru)

*С помощью аналитических оценок и численного моделирования рассмотрена генерация циркулярно-поляризованным лазерным импульсом сверхсильного магнитного поля в лазерной мишени, имеющей форму полого цилиндра радиусом в доли микрометра. Показано, что в такой мишени происходит дополнительное увеличение амплитуды и времени жизни магнитного поля за счет сжатия цилиндра.*

**Ключевые слова:** циркулярно-поляризованный лазерный импульс, кластерная лазерная плазма, сильное квазистационарное магнитное поле, цилиндрическая оболочечная мишень.

### 1. Введение

Как известно, в различных областях физики и астрофизики актуальны исследования способов генерации сверхсильных магнитных полей и влияния таких полей на свойства объектов [1]. Создание таких полей возможно при высоких плотностях тока, достигаемых, например, с помощью структурированных мишеней. Известно, что поглощение лазерного импульса релятивистской интенсивности мишенями различной структуры сопровождается генерацией тока горячих электронов и противотока более холодных электронов, генерирующих квазистационарные магнитные поля большой амплитуды [2–5]. Недавно был исследован пинч-эффект в лазерных мишенях из тонких проволок и достигнута амплитуда магнитного поля  $\sim 1$  ГГц на масштабе в единицы микрометров [6]. Естественной объемно структурированной средой является кластерный газ, поэтому взаимодействие интенсивного короткого лазерного импульса с кластерами стало важной областью исследований, в том числе для практического использования лазерной кластерной плазмы [7–9]. Например, в цикле работ [10–15] была рассмотрена генерация сверхсильных магнитных полей и гигантских магнитных моментов, базирующаяся на возбуждении интенсивных круговых электронных токов в кластерных газовых мишенях, облучаемых циркулярно-поляризованным ультракоротким лазерным импульсом релятивистской интенсивности. Для генерации маг-

нитного поля радиусы кластеров таких мишеней должны быть меньше длины волны лазерного излучения, чтобы круговые орбиты электронов располагались снаружи ионного остова кластера. Малый размер кластера и высокие энергии электронов приводят к быстрому разлету кластера и временам жизни магнитного поля до сотен фемтосекунд, кластерная лазерная плазма

В настоящей работе предлагается увеличить время жизни усиленного магнитного поля и снизить темп разлета с помощью изменения геометрической формы мишени, рассмотрев мишень в виде цилиндрической оболочки. В такой мишени часть оболочки движется к оси цилиндра [16–19], и происходит динамическое увеличение плотности – коллапс цилиндра. Время жизни коллапсирующего цилиндра увеличивается по сравнению со случаем сплошного цилиндра или сферического кластера [14]. Помимо увеличения времени жизни, коллапс цилиндра приводит к росту магнитного поля внутри него (пинч-эффект), что увеличивает степень замагничности плазмы и снова приводит к замедлению поперечного разлета цилиндрической мишени. Отметим, что усиление затравочного магнитного поля при коллапсе цилиндрической лазерной мишени, облучаемой линейно поляризованным лазерным импульсом, было рассмотрено в работе [20]. В случае циркулярно-поляризованного импульса затравочного поля не требуется, магнитное поле достигает максимальной величины непосредственно после окончания лазерного импульса (а не после коллапса мишени) и удерживается на максимальном уровне вплоть до момента разлета сжатого состояния. В результате суммарное время жизни максимального магнитного поля увеличивается. Получению и исследованию с помощью аналитических оценок и численного моделирования «долгоживущих» (по сравнению с мишенями из сплошных кластеров) конфигураций магнитного поля и посвящена данная работа. Технология получения нано- и микротрубок, а также сотовых структур из таких трубок в настоящее время хорошо отработана, т. к., помимо генерации магнитных полей, мишени из трубок и нитей используются в экспериментах для генерации рентгеновского излучения [21], быстрых электронов [22] и производства ядерных реакций [23].

**А.А.Андреев.** Санкт-Петербургский государственный университет, физический факультет, Россия, 190034 С.-Петербург, Университетская наб., 7–9; Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН, Россия, 194021 С.-Петербург, Политехническая ул., 26

**Л.А.Литвинов.** Санкт-Петербургский государственный университет, физический факультет, Россия, 190034 С.-Петербург, Университетская наб., 7–9

**К.Ю.Платонов.** Санкт-Петербургский государственный политехнический университет Петра Великого, Россия, 195251 С.-Петербург, ул. Политехническая, 29; e-mail: konstantin\_platonov@yahoo.com

Поступила в редакцию 23 мая 2024 г., после доработки – 21 сентября 2024 г.

## 2. Динамика электронов плазмы цилиндрической оболочки в поле циркулярно-поляризованного лазерного импульса

На рис.1 показана схема взаимодействия циркулярно-поляризованной электромагнитной волны с цилиндрической оболочкой длиной  $l$ , внутренним радиусом  $R_0 \ll l$  и толщиной  $d \ll R_0$ . Будем считать, что в результате взаимодействия цилиндрическая оболочка оказалась частично ионизованной и электроны в виде цилиндрического слоя (с суммарным зарядом:  $-Q = eN_{\text{ch}}$ ) окружают ионизованный остов цилиндра радиуса  $R_0$  с зарядом  $Q$ , а также двигаются под действием циркулярно-поляризованного лазерного импульса и собственных электрического и магнитного полей цилиндра (квазистационарных полей, обусловленных зарядом ионного остова и азимутальным током быстрых электронов). Внутри цилиндра имеется радиус  $p < R_0$ , где плотность электронов равна критической плотности плазмы  $n_e(p) = n_{\text{cr}}$ . Характерная толщина вращающегося под действием лазерного поля электронного слоя вблизи цилиндрической поверхности оценивается как  $R_0 - p \approx r_E = a_0 c / (\sqrt{2} \omega) = a_0 \lambda / (2\pi\sqrt{2})$ , где  $a_0 = \sqrt{4\pi e^2 I_{\text{las}} / (m_e^2 \omega^2 c^3)}$  – безразмерная амплитуда электрического поля циркулярно-поляризованного лазерного импульса с интенсивностью  $I_{\text{las}}$  и частотой  $\omega$ ;  $r_E$  представляет собой радиус орбиты электрона в поле циркулярно-поляризованной лазерной волны.

Рассмотрим динамику электрона в квазистационарном электрическом и магнитном поле цилиндра и в поле циркулярно-поляризованной волны, распространяющейся вдоль оси цилиндра  $x$ :

$$\mathbf{E}(x, t) = (E_{\text{las}}/\sqrt{2}) \cos(kx - \omega t) \mathbf{e}_y + (E_{\text{las}}/\sqrt{2}) \sin(kx - \omega t) \mathbf{e}_z,$$

где амплитуда поля  $E_{\text{las}} = \sqrt{4\pi I_{\text{las}}/c}$ , а векторный потенциал

$$A(x, t) = [E_{\text{las}}/(k\sqrt{2})] (\sin(kx - \omega t) \mathbf{e}_y - \cos(kx - \omega t) \mathbf{e}_z).$$

Скалярный потенциал  $\varphi(r, x)$  тонкой ( $d \ll R_0$ ), окруженной электронами цилиндрической ионной оболочки длиной  $l$  с зарядом  $Q$  рассмотрен в Приложении 1.

Функция Лагранжа электрона оболочки в электромагнитных полях цилиндра и лазерного импульса в цилиндрической  $(r, \alpha, x)$  системе координат записывается как

$$L = = \frac{mc^2}{\gamma} + \frac{e}{c} \left( A_\alpha(r, x) - \frac{E_{\text{las}}}{k\sqrt{2}} \cos(kx - \omega t - \alpha) \right) r \dot{\alpha} +$$

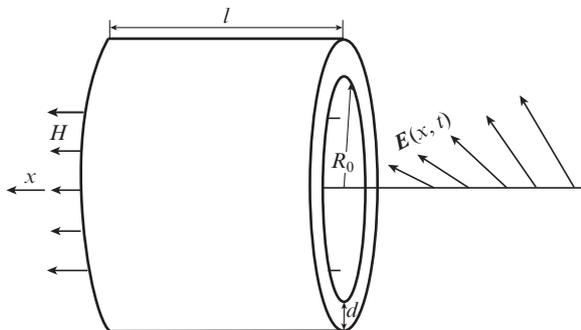


Рис.1. Схема взаимодействия циркулярно-поляризованного лазерного импульса с цилиндрической мишенью.

$$+ \frac{eE_{\text{las}}}{\omega\sqrt{2}} \dot{r} \sin(kx - \omega t - \alpha) - e\varphi(r, x), \quad (1)$$

где  $\gamma = 1/\sqrt{1 - \beta^2}$ ,  $(\beta c)^2 = \dot{x}^2 + \dot{r}^2 + (r\dot{\alpha})^2$ ,  $e < 0$ . Для вращающегося однородного цилиндрического электронного слоя, создающего квазистационарное магнитное поле  $H_x$  внутри цилиндра, угловая компонента векторного потенциала имеет вид  $A_\alpha(r, x) \approx \frac{1}{2} H_x r \theta(l - x) \theta(x)$ , где  $\theta(x)$  – функция Хэвисайда. Отметим, что от угла вращения  $\alpha$  в (1) зависят только слагаемые с лазерным полем, поэтому вращающий момент сил  $(\partial L/\partial \alpha)$  создается только лазерным полем, но не квазистационарными полями.

Уравнения движения электрона по углу  $\alpha$  (уравнение для момента импульса электрона), вдоль радиуса и в продольном направлении внутри цилиндра следуют из функции Лагранжа и принимают следующий вид:

$$\frac{d}{dt} \left( \gamma m r^2 \dot{\alpha} - \frac{e H_x r^2}{2c} \right) = e E_{\text{las}} r(t) \frac{1 - \dot{x}(t)}{c} \times \sin(kx(t) - \omega t - \alpha(t)), \quad (2)$$

$$\frac{d}{dt} (\gamma m \dot{r}) = \gamma m r \dot{\alpha}^2 + \frac{e H_x r \dot{\alpha}}{c} - \frac{\partial \varphi(r, x)}{\partial r} + e E_{\text{las}} \left( 1 - \frac{\dot{x}}{c} \right) \cos(kx(t) - \omega t - \alpha(t)), \quad (3)$$

$$\frac{d}{dt} \gamma m \dot{x} = - \frac{\partial}{\partial x} \left( e\varphi(r, x) + \frac{e E_{\text{las}}}{\omega} \cos(kx - \omega t - \alpha) r \dot{\alpha} - \frac{e E_{\text{las}}}{\omega} \dot{r} \sin(kx - \omega t - \alpha) \right). \quad (4)$$

При радиусе цилиндра, близком к  $r_E$  ( $R_0 \sim r_E$ ), траектория электрона, описываемая уравнениями (2)–(4), близка к спирали – траектории в поле циркулярно-поляризованной волны [24] с шагом  $h = \lambda a_0^2/4$  и числом витков  $N = l/h$ . Электростатический потенциал при  $R_0 \sim r_E$  слабо искажает радиус спиралевидной траектории, т.к. электроны находятся в потенциальной яме ионного остова (см. Приложение 1, рис.П1.1, где пик потенциала соответствует «яме» для электрона). Спиралевидный характер траектории быстрого электрона отвечает пространственному распределению плотности горячих электронов (рис.2), полученному с помощью 3D PIC-расчета взаимодействия циркулярно-поляризованного лазерного импульса длительностью 10 фс, при гауссовом временном и пространственном профиле поля (минимальная ширина пучка в зоне фокусировки  $2w_0 = 6.4$  мкм), с интенсивностью  $10^{20}$  Вт/см<sup>2</sup> и длиной волны 0.8 мкм с цилиндрической микротрубкой с внутренним радиусом  $R_0 = 0.5$  мкм, толщиной стенки  $d = 0.3$  мкм, длиной  $l = 3$  мкм (материал С<sup>6+</sup>). Используемый код и остальные параметры, а также некоторые результаты численного 3D моделирования описаны в Приложении 2.

## 3. Оценки магнитного поля во время действия лазерного импульса и установления квазиравновесного состояния электронов после его окончания

На рис.2 показано, что прохождение циркулярно-поляризованного импульса через цилиндрическую мишень сопровождается генерацией потока (тока) быстрых

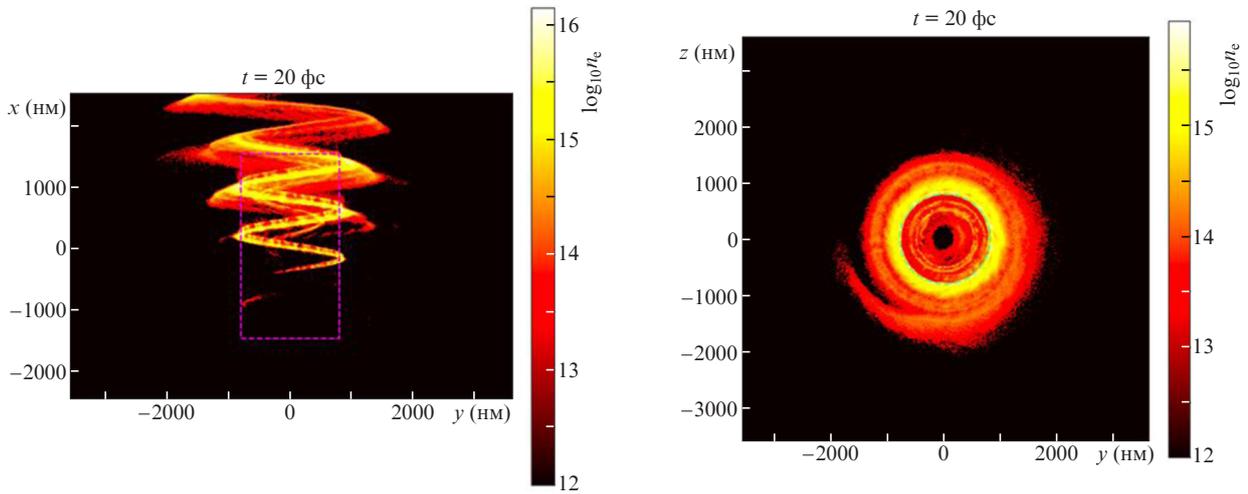


Рис.2. Плотность (в  $\text{см}^{-3}$ ) горячих электронов с лоренц-фактором  $\gamma > 16$  в проекции на  $x$ - и  $z$ -плоскости в логарифмическом масштабе на момент времени 20 фс. Пунктирной линией обозначена граница электронной плотности мишени в начальный момент времени.

электронов, имеющего спиралевидное пространственное распределение. В наших условиях лазерный импульс не имеет заметной продольной (вдоль оси  $x$ ) компоненты магнитного поля, и появление такой компоненты обусловлено токами, наведенными в мишени. Закон Био–Савара–Лапласа позволяет построить аналитическую формулу пространственного распределения продольной компоненты магнитного поля тока  $J$ , имеющего форму спирали с шагом  $h$ , радиусом  $R_0$  и числом витков  $N = l/h$ :

$$H_x(x, y, z) = J \left( cR_0 \sqrt{1 + \frac{h^2}{16R_0^2}} \right)^{-1} \int_0^{2\pi N} d\varphi \frac{z \cos \varphi - y \sin \varphi}{R_0} \times \left[ \frac{y^2 + z^2}{R_0^2} + 1 - \frac{2(y \cos \varphi + z \sin \varphi)}{R_0} + \left( \frac{x}{R_0} - \frac{h\varphi}{2\pi R_0} \right)^2 \right]^{-3/2}. \quad (5)$$

На рис.3,а построен контурный график поля  $H_x(x, y = 0, z)$  (5) в плоскости  $(x, z)$  в безразмерных единицах  $H_x cR_0/J$ . На рис.3,б–г показаны аналогичные распределения поля  $H_x(x, y = 0, z)$  в боксе моделирования, полученные с помощью PIC-кода ЕРОСН в моменты времени 20 фс (лазерный импульс находится в цилиндре), 30 фс (импульс вышел из цилиндра) и 50 фс. Видно, что спиралевидная структура тока внутри цилиндра объясняет пространственную структуру продольной компоненты магнитного поля на рис.3,б во время действия лазерного импульса. Отметим, что в вакууме фокусируемый лазерный импульс при не слишком острой фокусировке (длина Рэлея много больше диаметра фокусировки) не обладает заметной на рис.3,б–г продольной компонентой магнитного поля. На рис.3,б также видно, что в численном моделировании внутри цилиндра шаг спирали  $\sim 1$  мкм, а для  $a_0 = 6.8$  (соответствует интенсивности  $10^{20}$  Вт/см<sup>2</sup>) шаг спирали траектории электрона в вакууме  $h = \lambda a_0^2/4 \approx 9$  мкм. Различие связано с действием продольного амбипольного электрического поля с потенциалом  $\varphi(r, x)$  на электроны вблизи торцов цилиндра (см. Приложение 1, рис.П1.1,б). Для потенциала  $\varphi(r, x)$  система (2)–(4) не имеет аналитического решения. Однако, используя решение для движения электрона в поле волны и в продольном постоянном электрическом поле (когда  $\varphi(r, x) \sim E_0 x$ ), можно видеть, что в результате действия продольной

тормозящей силы у края цилиндра продольный импульс электрона уменьшается, при этом уменьшается шаг спирали, и оценка, полученная решением (4), имеет вид  $h \approx \lambda a_0^2 (1 - 4E_0^2/E_{\text{las}}^2)/4$ ,  $E_0 < E_{\text{las}}$ , качественно объясняя уменьшение шага.

После окончания лазерного импульса происходит перестройка структуры токов в плазменном цилиндре: часть быстрых электронов улетает вместе с генерируемым ими магнитным полем (рис.3,в), оставшиеся горячие электроны равномерно распределяются по внутреннему объему цилиндра и остается только азимутальная компонента тока  $J_\alpha$ , а продольная компонента  $J_x$  исчезает. Плазменный цилиндр эквивалентен в этом случае соленоиду с током с непрерывной намоткой ( $h \rightarrow 0$ ), и рис.3,г подтверждает эту модель, поскольку магнитное поле одного знака равномерно заполняет объем цилиндра. Отметим, что при этом генерируется магнитное поле порядка лазерного, поскольку при  $a_0 = 6.8$  амплитуда магнитного поля лазерной волны равна 0.65 ГГц, что соответствует характерным значениям шкал на рис.3,б, в. На рис.3,г амплитуда поля меньше, чем на рис.3,б, в, примерно в четыре раза, т.к. часть горячих электронов вместе с полем покидает цилиндр. Отметим, что уменьшение магнитного поля в интервале 20–50 фс связано с перестройкой электронной токовой конфигурации цилиндра (вылетом части электронов и перераспределением оставшихся) и не связано с разлетом его ионного остова (на интервале  $\sim 20$ –30 фс смещения ионов  $\text{C}^{6+}$  меньше радиуса цилиндра). Время перестройки токовой конфигурации сравнимо с длительностью лазерного импульса (с несколькими периодами колебаний электрона по продольной оси цилиндра). Более подробно перестройка токовой конфигурации от модели спирали к модели соленоида показана в Приложении 2, где приведено пространственное распределение азимутальной компоненты плотности тока (совпадает с  $y$ -компонентой в плоскости  $y = 0$ ) в диаметральном  $xz$ - и  $yz$ -сечениях цилиндра (рис.П2.1). Перестройка токов объясняет видимую на рис.3,б–г перестройку пространственной конфигурации магнитного поля.

На рис.4 приведены данные численного моделирования временной зависимости максимального в боксе моделирования значения амплитуды квазистационарного

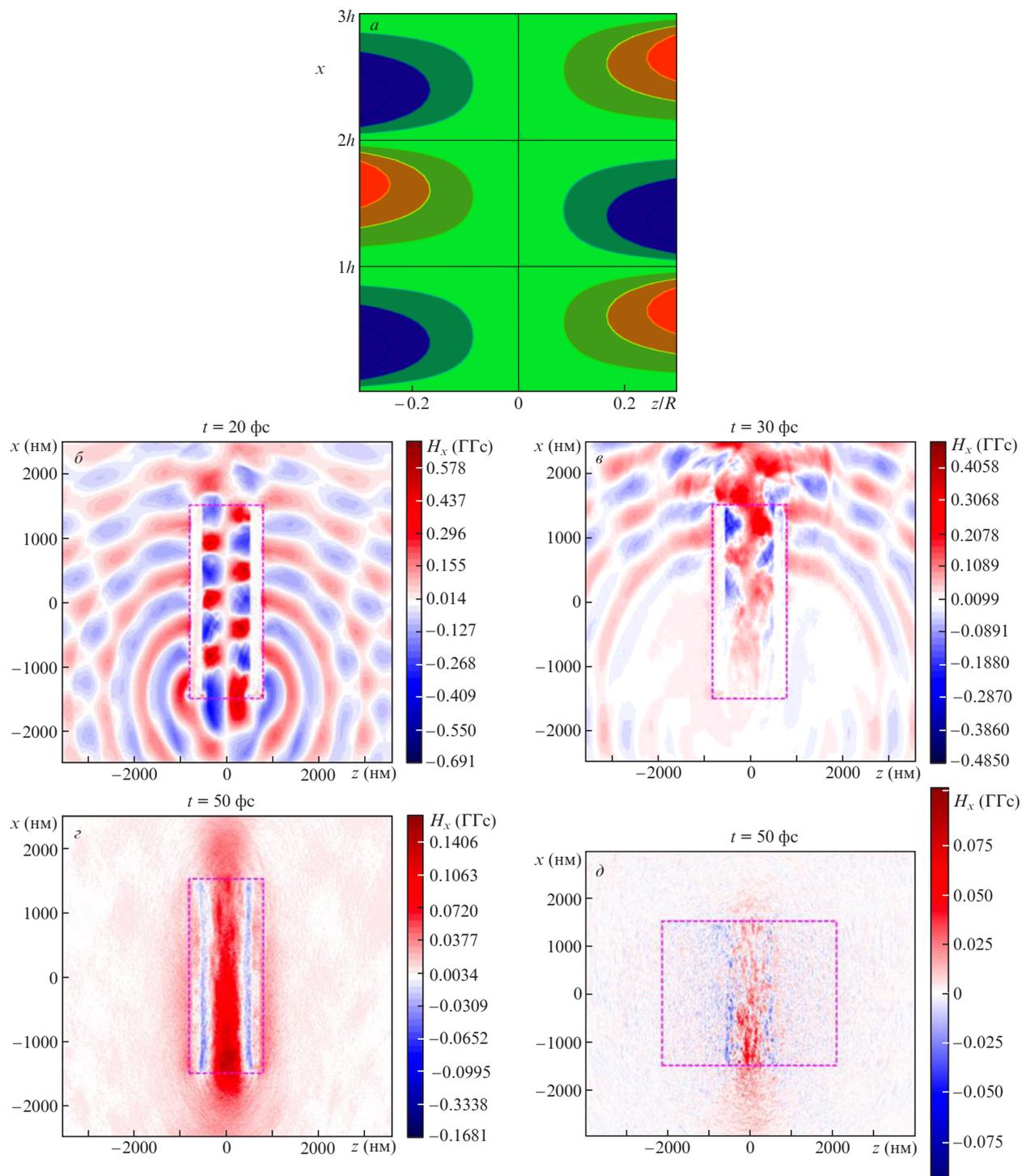


Рис.3. Пространственное распределение продольной компоненты магнитного поля  $H_x(x, y=0, z)$  в различные моменты времени:  $a$  – аналитическая модель (5);  $b$  – PIC-расчет для лазерного импульса (10 фс,  $10^{20}$  Вт/см<sup>2</sup>, диаметр пучка 6 мкм), взаимодействующего с цилиндрической  $C^{6+}$ -микротрубкой ( $R_0 = 0.5$  мкм,  $d = 0.3$  мкм,  $l = 3$  мкм) на момент времени 20 фс (соответствует нахождению лазерного импульса внутри цилиндра);  $c$  – PIC-расчет на момент  $t = 30$  фс;  $d$  – PIC-расчет на момент  $t = 50$  фс;  $e$  – PIC-расчет на момент времени 50 фс для мишени с  $R_0 = 0.5$  мкм,  $d = 1.5$  мкм,  $l = 3$  мкм. Фиолетовым пунктиром показана внешняя граница цилиндра.

магнитного поля для параметров мишени и лазерного импульса, соответствующих рис.3. Отметим быстрый рост продольной  $x$ -компоненты неоднородного внутри цилиндра магнитного поля во время действия лазерного импульса на интервале 0–13 фс. После достижения локального максимума в момент окончания лазерного импульса происходит спад магнитного поля на интервале 13–35 фс, в котором согласно рис.П2.1 происходит перестройка пространственного распределения плотности

тока мишени от «спирали» к «соленоиду». Пространственная неоднородность поля на этом временном интервале сглаживается, поле однородно заполняет внутренний объем цилиндра. В интервале времени 35–60 фс (пока не проявилось движение ионов) магнитное поле внутри соленоида (рис.3,  $d$ ) практически стационарно и однородно, на более поздних временах начинается следующий этап временной эволюции магнитного поля, связанный с движением ионов. Этот этап описан в разд.4.

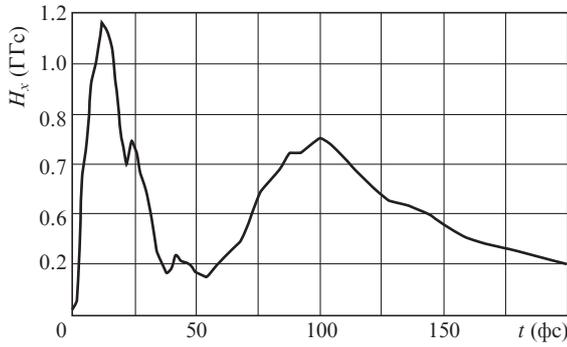


Рис.4. Динамика максимума продольного магнитного поля  $H_x$  для лазерного импульса длительностью 10 фс с интенсивностью  $I = 10^{20}$  Вт/см<sup>2</sup>, длиной волны  $\lambda = 0.8$  мкм. Мишень – C<sup>6+</sup>-микротрубка с внутренним радиусом 500 нм, толщиной стенки 300 нм, длиной 3 мкм.

Проведем аналитические оценки магнитного поля для объяснения результатов численного моделирования. После окончания лазерного импульса уравнение (2) дает закон сохранения обобщенного импульса электрона  $\gamma m r^2 \dot{\alpha} - e H_x r^2 / (2c) = \text{const}(t)$ . Уравнение (4) после окончания лазерного импульса описывает продольные (по оси  $x$ ) колебания электронов в потенциале (П1.4), причем за характерное время колебания  $2l/c$  цилиндр не должен заметно разлететься,  $l\sqrt{ZT_{\text{ch}}/(m_i c^2)} \ll R$  ( $T_{\text{ch}}$  – характерная энергия горячего электрона). Средний ток  $J_x$  при таких продольных колебаниях электронов равен нулю.

Для дальнейших оценок найдем поглощенную электронами цилиндра энергию лазерного импульса:

$$\begin{aligned} E_{\text{abs}} &= eN_e \int_0^{\tau_{\text{las}}} \vec{E}_{\text{las}}(t, x(t)) \vec{v}_e(t) dt + eN_e \varphi(r(\tau_{\text{las}}), x(\tau_{\text{las}})) \\ &= eN_e E_{\text{las}} \int_0^{\tau_{\text{las}}} [\dot{r}(t) \cos(kx(t) - \omega t - \alpha(t)) + r(t) \dot{\alpha}(t) \\ &\quad \times \sin(kx(t) - \omega t - \alpha(t))] dt + eN_e \varphi(r(\tau_{\text{las}}), x(\tau_{\text{las}})). \end{aligned} \quad (6)$$

Последнее слагаемое в правой части (6) описывает вклад энергии электростатического поля кластера в поглощенную энергию. Отметим, что потенциал  $\varphi$  зависит от заряда  $Q$ , который также определяется величиной  $E_{\text{abs}}$ , т. е. (5) является неявным уравнением относительно  $E_{\text{abs}}$  или относительно коэффициента поглощения  $\eta$ , т. к.  $E_{\text{abs}} = 4\pi\eta I R_0^2 r_E \tau_{\text{las}}$ .

Поглощенная лазерная энергия в случае круговой поляризации лазерного импульса связана с поглощенным моментом:  $E_{\text{abs}}/\omega$ . Таким образом, можно найти поглощенный электронами мишени полный механический момент  $\eta I S_{\text{eff}} \tau_{\text{las}}/\omega$ , где  $S_{\text{eff}}$  – эффективная площадь поглощения лазерной мишени. Полный магнитный момент цилиндра оценивается через его полный механический момент и гиромангнитное отношение релятивистского электрона  $e/(2\gamma m_e c)$ , где  $\gamma$  – характерный лоренц-фактор горячего электрона в лазерной мишени на момент окончания лазерного импульса. В результате полный магнитный момент цилиндра  $\mu \approx e\eta E_{\text{las}}^2 S_{\text{eff}} \tau_{\text{las}} / (16\gamma m_e c \omega)$ , а максимальное значение магнитного поля  $H_{x\text{max}}$  на момент окончания лазерного импульса оценивается как объемная плотность момента, умноженная на  $4\pi$ , что приводит к следующим выражениям:

$$\begin{aligned} H_{x\text{max}}(\tau_{\text{las}}) &= \frac{4\pi\mu}{V_{\text{eff}}} = \frac{e\eta E_{\text{las}}^2 S_{\text{eff}} \tau_{\text{las}}}{4\gamma m_e c \omega V_{\text{eff}}}, \\ \frac{H_{x\text{max}}(\tau_{\text{las}})}{E_{\text{las}}} &= \frac{\eta(a_0) a_0 c \tau_{\text{las}} S_{\text{eff}}(a_0)}{4\gamma(a_0) V_{\text{eff}}(a_0)}, \end{aligned} \quad (7)$$

где  $V_{\text{eff}}(a_0)$  – объем, занимаемый магнитным полем.

Отметим, что оценка магнитного поля (7) применима к лазерной мишени произвольной геометрической формы. Отличие мишеней различной формы друг от друга сводится к разным видам поглощающей поверхности  $S_{\text{eff}}(a_0)$ , эффективного объема  $V_{\text{eff}}(a_0)$ , занимаемого магнитным полем, и различным энергиям электрона. Для цилиндра, в зависимости от его радиуса, справедливы следующие оценки эффективной поглощающей поверхности, эффективного объема и лоренц-фактора быстрого электрона:

$$\begin{aligned} S_{\text{eff}}(a_0) &\approx \begin{cases} \pi(2r_E)^2, & R_0 < r_E, \\ 4\pi r_E R_0, & R_0 > r_E, \end{cases} \\ V_{\text{eff}}(a_0) &= \begin{cases} S_{\text{eff}}(a_0)l, & R_0 < r_E, \\ \pi R_0^2 l, & R_0 > r_E, \end{cases} \\ \gamma(a_0) &= 1 + a_0^2/4, \quad R_0 \ll \lambda. \end{aligned} \quad (8)$$

В результате, в зависимости от параметров, возможны следующие оценки максимального магнитного поля цилиндрической мишени на момент окончания лазерного импульса (см. также рис.4):

$$\frac{H_{x\text{max}}(\tau_{\text{las}})}{E_{\text{las}}} = \begin{cases} \frac{2\eta(a_0) a_0 c \tau_{\text{las}}}{(a_0^2 + 4)l}, & R_0 < r_E \ll l, \\ \frac{4\eta(a_0) a_0^2 c \tau_{\text{las}} \lambda}{\pi(a_0^2 + 4)R_0 l}, & l \gg R_0 > r_E. \end{cases} \quad (9)$$

В (9) верхняя формула аналогична результату для сферического кластера [10]; нижняя формула на момент окончания лазерного импульса при коэффициенте поглощения  $\eta(a_0) \approx 0.4$  дает оценку магнитного поля  $H_x \approx 0.9$  ГГц, сравнимую с  $H_x \approx 1.2$  ГГц при  $t \approx 14$  фс на рис.4, что показывает адекватность оценки. В Приложении 2 (рис.П2.3) приведены численные данные временной динамики магнитного поля для  $\tau = 10$  фс,  $I = 10^{20}$  Вт/см<sup>2</sup> лазерного импульса, генерирующего магнитное поле в Au<sup>30+</sup>-микротрубке с внутренним радиусом  $R_{\text{in}} = 0.7$  мкм, толщиной стенки  $d = 0.1$  мкм, длиной  $l = 2$  мкм. Формула (9) в этом случае дает оценку  $H_x \approx 1.4$  ГГц при  $\eta(a_0) \approx 0.4$ , что соответствует амплитуде пика на рис.П2.3.

Коэффициент поглощения кластерной мишени исследовался (численно и аналитически) в работе [25]. Его зависимость от интенсивности демонстрирует слабый рост с увеличением интенсивности (в диапазоне  $10^{20}$ – $10^{22}$  Вт/см<sup>2</sup>), аналогичную зависимость показывает численное моделирование поглощения оболочечной мишени. Поэтому магнитное поле (9) при  $R_0 > r_E$  увеличивается с ростом лазерной интенсивности:  $H_{x\text{max}} \sim I_{\text{las}}^{1/2}$ , что при  $I_{\text{las}} \geq 10^{22}$  Вт/см<sup>2</sup> позволяет получить напряженности  $H_{x\text{max}}$  в десятки ГГц. Отметим, что цилиндры с  $R_0 < r_E$  не оптимальны, т. к. при  $a_0 \gg 1$  магнитное поле слабо (только через коэффициент поглощения) зависит от лазерной интенсивности.

Уравнения движения (2)–(4) и следующие из них законы сохранения энергии и момента позволяют оценить

и другие физические параметры плазмы на момент окончания лазерного импульса. В частности, закон сохранения энергии (6) можно представить в виде  $E_{\text{abs}} = 4\pi R_0 r_E \times \eta I_{\text{las}} \tau_{\text{las}} \approx T_{\text{ch}} N_{\text{ch}}$ , где  $N_{\text{ch}}$ ,  $T_{\text{ch}} \approx m_e c^2 (\sqrt{1 + a_0^2} - 1)$  – полное число и характерная энергия горячего электрона плазменного цилиндра. Соответственно, для оценки плотности горячих электронов имеем

$$n_{\text{ch}} = \frac{N_{\text{ch}}}{4\pi R_0 l r_E} = \frac{4\pi R_0 r_E \eta I_{\text{las}} \tau_{\text{las}}}{4\pi T_{\text{ch}} R_0 l r_E} = \eta \frac{I_{\text{las}} \tau_{\text{las}}}{T_{\text{ch}} l}, \quad r_E < R_0.$$

С полным магнитным моментом  $\mu$  цилиндра связан азимутальный ток  $J_\alpha$  быстрых электронов и его плотность  $j_\alpha$ :  $J_\alpha = c\mu l (\pi R_0^2)$ ,  $j_\alpha = c\mu l (2\pi r_E l R_0^2)$ . Подставляя приведенное выше значение  $\mu$ , получаем  $j_\alpha = e I_{\text{las}} \tau_{\text{las}} c^2 l (T_{\text{ch}} l \omega R_0)$ , что должно совпадать с оценкой плотности тока через плотность горячих электронов и их направленную азимутальную скорость:  $j_\alpha = e n_{\text{ch}} v_{e\alpha} = e v_{e\alpha} \eta I_{\text{las}} \tau_{\text{las}} l (T_{\text{ch}} l)$ . Сравнив эти оценки, видим, что характерная направленная скорость азимутального движения электронов в цилиндрической мишени оценивается как  $v_{e\alpha} c = c/(\omega R_0) = \lambda/(2\pi R_0)$ . Таким образом, средняя азимутальная скорость электрона после окончания лазерного импульса не зависит от лазерной интенсивности,  $v_{e\alpha} \sim R_0^{-1}$ , и в цилиндрах «большого» радиуса ( $R_0 \gg 1$ ) будет нерелятивистской, несмотря на  $\gamma(a_0) \gg 1$ . Таким образом, «большие» радиусы цилиндрических мишеней не оптимальны для генерации сильных магнитных полей. Оценка (9) также дает  $H_{x\text{max}} \sim R_0^{-1}$ . Отметим, что при движении электрона только в поле циркулярно-поляризованной волны (без мишени) скорость азимутального вращения, продольная скорость, лоренц-фактор и радиус спирали определяются следующими выражениями:

$$\frac{v_{e\alpha}}{c} = \frac{2\sqrt{2} a_0}{a_0^2 + 4}, \quad \frac{v_{e\alpha x}}{c} = 1 - \frac{4}{a_0^2 + 4},$$

$$\gamma(a_0) = 1 + \frac{a_0^2}{4}, \quad r_E = \frac{a_0 \lambda}{2\pi \sqrt{2}}.$$

Как видно,  $v_{e\alpha}$  отличается от  $v_{e\alpha x}$  и только в случае  $R_0 \sim r_E$ ,  $a_0 > 1$  траектория электрона в поле циркулярно-поляризованной волны в вакууме совместима со спиральной траекторией в полем цилиндра.

Возможен и другой способ оценки магнитного поля (9) – как поля соленоида  $H_x = 4\pi J_\alpha l (cl)$  с линейной плотностью тока  $J_\alpha l = 2en_{\text{ch}} v_{e\alpha} r_E$ . Подставляя сюда  $n_{\text{ch}}, v_{e\alpha}, r_E$ , получаем выражение, совпадающее с (9). Отметим, что, помимо тока  $J_\alpha$  горячих электронов, в мишени возникает противоток холодных электронов, генерирующий магнитное поле противоположной полярности. В оптимальном случае тонкой цилиндрической оболочки с толщиной стенки порядка длины скин-слоя большая часть электронов горячие, а противоток и генерируемое им магнитное поле слабые. Это хорошо видно на рис.3,з, где преобладает магнитное поле тока горячих электронов, а поле противотока (показано синим цветом) мало. Конфигурация сильных тока и противотока неустойчива, что вызывает пространственную фрагментацию магнитного поля. При увеличении толщины стенки цилиндрической оболочки с 300 нм (рис.3,з) до 1500 нм (рис.3,д) электронные ток и противоток сравниваются, а численное моделирование показывает развитие неустойчивости и сильную пространственную фрагментацию магнитного поля раз-

ных знаков. Амплитуда отдельных фрагментов поля достигает оценки (9), при этом среднее в пространстве магнитное поле мало:  $\langle H_x \rangle \ll \sqrt{\langle H_x^2 \rangle}$ . Таким образом, цилиндрические мишени с большой (много больше длины скин-слоя) толщиной оболочки не оптимальны для генерации магнитного поля.

#### 4. Динамика ионной подсистемы цилиндрической мишени и усиление магнитного поля при осевом коллапсе цилиндра

После окончания лазерного импульса и переходных процессов перераспределения электронных токов (моменты времени  $t > t_0 \approx 60$  фс на рис.4) начинает проявляться радиальное движение ионного остова плазменного цилиндра. Динамика такого разлета на временах 50–200 фс показана на рис.П2.2. Видно, что ионы внутренней поверхности цилиндрической оболочки движутся к оси цилиндра, образуя на оси сгущение ионной плотности, – коллапс внутренней цилиндрической оболочки. Процесс коллапса цилиндрических мишеней, облучаемых линейно поляризованным лазерным импульсом, и ускорение ионов в таком процессе описаны в работе [17]. В случае циркулярной поляризации лазерного импульса коллапс ионов сопровождается коллапсом вращающихся вокруг них электронов и усилением в таком процессе магнитного поля. На рис.П2.2 стадия формирования коллапса и последующего разлета ионов занимает временной интервал 80–200 фс. В момент  $t \approx 100$  фс (максимум коллапса) достигается второй максимум генерируемого мишенью магнитного поля (см. рис.4). Наиболее наглядно ионный коллапс представлен на фазовых ( $p_r, r$ )-диаграммах ионов на рис.5. Видно, что ионы, двигающиеся от стенки цилиндра к его оси (показаны фиолетовым цветом), тормозятся, и вблизи оси цилиндра на временах, больших 100 фс, формируется плотная область – коллапс с малыми радиальными скоростями. В области коллапса ионы меняют знак скорости и разлетаются от оси цилиндра (синий цвет на рис.5). (Область коллапса хорошо видна на оси цилиндра на рис.П2.2 в моменты времени 80–200 фс.) Это сжатое состояние со временем диссипирует – ионы разлетаются в радиальном направлении (ср. состояние коллапса на моменты времени 100, 140 и 200 фс, рис.5). Однако скорость этой диссипации составляет  $\sim 10^8$  см/с, что на порядок ниже тепловой скорости  $\text{C}^{6+}$ -иона,  $\sim \sqrt{Z T_{\text{ch}}/m_i} \approx 1.2 \times 10^9$  см/с при  $T_{\text{ch}} \sim 3$  МэВ, соответствующей интенсивности  $\sim 10^{20}$  Вт/см<sup>2</sup>. Причиной низкой скорости релаксации (разлета) состояния коллапса является замагниченность электронной компоненты плазмы.

Из рис.6 видно, что магнитное поле и азимутальный ток электронов также подвергаются поперечному коллапсу, в результате чего ионы на оси цилиндра окружены вращающейся в магнитном поле электронной оболочкой, поперечный разлет которой затруднен по сравнению со случаем отсутствия магнитного поля. Отметим, что магнитное поле  $\sim 0.5$  ГГц (рис.4) недостаточно для замагничивания ионной компоненты плазменного коллапса, поскольку гирорадиус иона  $\text{C}^{6+}$ , движущегося со скоростью  $10^8$  см/с в поле 0.5 ГГц, составляет  $\sim 400$  нм, что больше радиуса ионного коллапса (см. рис.5).

Для аналитических оценок характерного времени коллапса и величины магнитного поля в момент коллап-

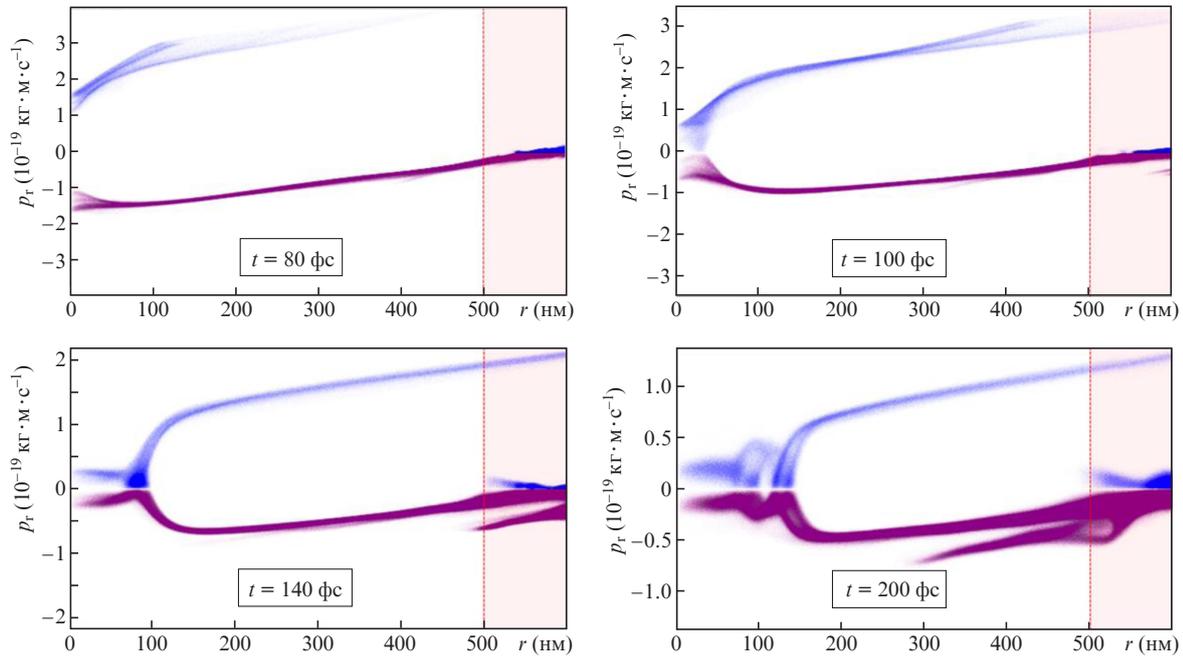


Рис.5. Фазовые  $(p_r, r)$ -диаграммы процесса движения ионного цилиндра (красным пунктиром показано начальное положение внутренней стенки цилиндра) для лазерного импульса длительностью 10 фс с интенсивностью  $I = 10^{20}$  Вт/см<sup>2</sup>, длиной волны  $\lambda = 0.8$  мкм. Мишень – С<sup>6+</sup>-микротрубка с внутренним радиусом 500 нм, толщиной стенки 300 нм, длиной 3 мкм.

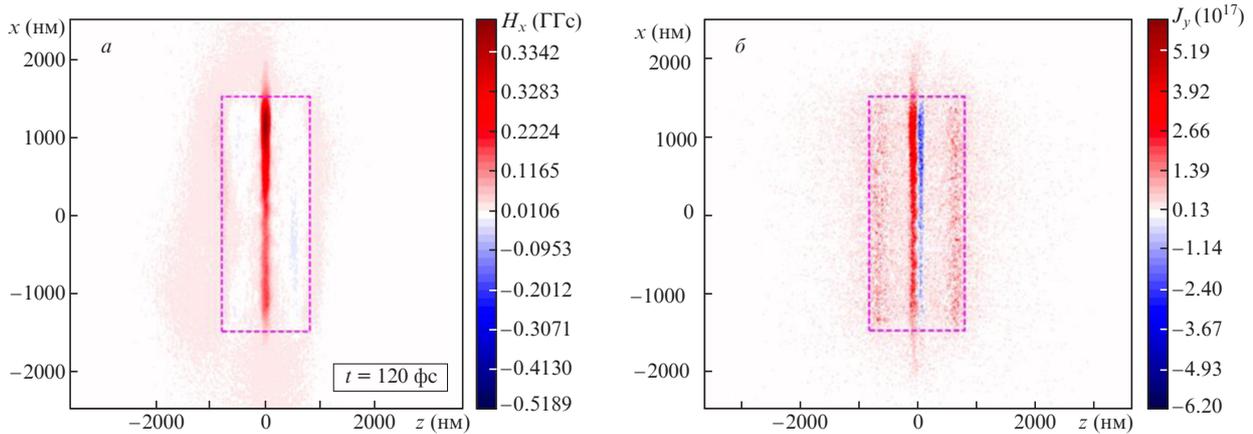


Рис.6. Пространственное распределение магнитного поля (а) и плотности тока (б) в момент коллапса ( $t = 120$  фс) цилиндрической оболочки лазерной мишени для импульса длительностью 10 фс с интенсивностью  $I = 10^{20}$  Вт/см<sup>2</sup>, длиной волны  $\lambda = 0.8$  мкм. Мишень – С<sup>6+</sup>-микротрубка с внутренним радиусом 500 нм, толщиной стенки 300 нм, длиной 3 мкм.

са можно предложить следующую модель: будем считать, что движение ионов к оси цилиндра происходит под действием электрического поля цилиндрической оболочки, потенциал которого определяется формулами (П1.7) и (П1.9). Торможение ионов (плазмы) вблизи оси цилиндра происходит за счет увеличения магнитного давления  $H^2/8\pi$  при коллапсе, а также за счет отталкивания ионов от образованной коллапсом ионной «нити» на оси цилиндра (см. рис.П2.2). Электростатический потенциал такой нити  $\varphi_c(r) \approx (T_{eh}/e)K_0(r/r_D)$ , где  $K_0$  – функция Макдональда,  $r_D = \sqrt{T_{eh}/(4\pi e^2 n_{eh})}$  – дебаевский радиус горячих электронов. Таким образом, движение ионов внутренней оболочки цилиндра описывается следующим уравнением для радиуса  $R(t)$  этой оболочки:

$$m_i \ddot{R}(t) = -ZE \frac{\partial \varphi(r)}{\partial r} \Big|_{r=R(t)} - \frac{1}{n_i(R)} \frac{\partial}{\partial R} \frac{H_x^2(R)}{8\pi} -$$

$$-ZT_{eh} \frac{\partial K_0(r/r_D)}{\partial r} \Big|_{r=R(t)} = -\frac{\partial U_{\text{eff}}(R)}{\partial R}, \quad R(t_0) = R_0, \quad (10)$$

где потенциал цилиндра  $\varphi(r)$  определяется (П1.9), а время начала коллапса  $t_0 \sim 50$  фс следует из рис.3. Зависимость  $H_x(R)$  при сжатии плазменного цилиндра оценивается исходя из адиабатической инвариантности полного механического и магнитного моментов: из уравнения (2) следует, что после окончания лазерного импульса  $p_\alpha = \gamma m v^2 \times (\dot{\alpha} - eH_x/(2\gamma mc)) = \text{const}(t)$ . Угловая скорость вращения электрона в магнитном поле (частота Лармора)  $\dot{\alpha} = eH_x/(m\gamma c)$ , и тогда сохранение  $p_\alpha$  эквивалентно сохранению магнитного потока через площадь электронной орбиты:  $H_x r^2 = \text{const}(t)$ . Основная часть быстрых электронов движется вблизи цилиндрической оболочки,  $r \sim R$ , что позволяет получить оценку зависимости магнитного поля от радиуса цилиндра:  $H_x(R(t)) = H_x(R(t_0))R^2(t_0)/R^2(t)$ ,

где момент времени  $t_0 > \tau_{\text{las}}$  – это момент, когда переходные процессы в электронной подсистеме цилиндра закончились, но ионы заметно не сдвинулись (их смещение много меньше начального радиуса); на рис.4  $t_0 \approx 50$  фс. Изменение плотности ионов при коллапсе определяется очевидным выражением  $n_i(R(t)) = n_i(R(t_0))R^2(t_0)/R^2(t)$ . Таким образом, эффективный потенциал в уравнении (10) определяется как

$$U_{\text{eff}}(R) = ZT_{\text{ch}}(\ln I_0(R/r_D) + K_0(R/r_D)) + \frac{H_x^2(R(t_0))R^2(t_0)}{4\pi n_i(R(t_0))R^2}, \quad (11)$$

где  $I_0$  – модифицированная функция Бесселя нулевого порядка.

Потенциал (11) как функция  $R$  представляет собой потенциальную яму, в которой ион движется от правой точки поворота  $R(t_0) \approx R_0$  ( $R_0 \gg r_D$ ) к левой точке  $R(t^*) = R^*$ , представляющей собой радиус коллапса. Поскольку  $R_0 \gg r_D$ ,  $R(t^*) \leq r_D$ , уравнение для определения радиуса коллапса принимает вид

$$ZT_{\text{ch}} \ln I_0(R_0/r_D) = ZT_{\text{ch}} K_0(R^*/r_D) + \frac{H_x^2(t_0)R_0^2}{4\pi n_i(t_0)R^{*2}}. \quad (12)$$

Определив  $R^*$ , можно оценить магнитное поле  $H_x(t^*)$  в момент коллапса и характерное время коллапса  $t^* - t_0$ :

$$H_x(t^*) = H_x(t_0)R_0^2/R^{*2}, \quad (13)$$

$$t^* - t_0 = \frac{R}{c_s \sqrt{2}} \int_{R^*/R_0}^1 \frac{d\xi}{\sqrt{\ln I_0(R_0/r_D) - K_0(R_0\xi/r_D) - 2\varepsilon\xi^{-2}}},$$

$$\varepsilon = \frac{H_x^2(t_0)}{8\pi ZT_{\text{ch}}n_i(t_0)}, \quad c_s = \sqrt{ZT_{\text{ch}}/m_i}.$$

Безразмерный параметр  $\varepsilon$  представляет собой отношение плотностей энергии магнитного поля и энергии горячих электронов (здесь  $Zn_i(t_0) \sim n_{\text{ch}}(t_0)$ ), а скорость  $c_s$  – скорость ионного звука. Для приведенной на рис.4 численной зависимости  $H_x(t)$  отношение  $H_x(t^*)/H_x(t_0) \approx 3.5$ ,  $t^* - t_0 \approx 50$  фс. Из (13) получаем  $H(t^*)/H(t_0) \approx 6$ ,  $t^* - t_0 \approx 75$  фс при  $H_x(t_0) = 0.2$  ГГц (см. рис.4),  $T_{\text{ch}} \approx a_0 m_e c^2$ ,  $Zn_i(t_0) \approx n_{\text{ch}}$ . Таким образом, модель (10) движения внутренней оболочки цилиндра в эффективном потенциале квазистационарных электрического и магнитного полей адекватно описывает процесс коллапса. Уравнение (12) позволяет также оценить сверху максимальное значение  $H_x(t^*)$ , достигаемое в процессе сжатия цилиндра:  $H_x^2(t^*)/4\pi \leq Zn_i(t_0)T_{\text{ch}} \ln I_0(R/r_D) \approx n_{\text{ch}}T_{\text{ch}}R/r_D$ . Это неравенство имеет простой физический смысл: плотность энергии сжатого поля не может превысить плотность тепловой энергии электронов, за счет которой происходит сжатие (коллапс). Выше было показано, что закон сохранения энергии приводит к оценке  $n_{\text{ch}}T_{\text{ch}} \approx \eta I_{\text{las}}\tau_{\text{las}}/l$ . В результате максимальное значение магнитного поля при сжатии можно оценить сверху как

$$\frac{H_x(t^*)}{E_{\text{las}}} \leq \sqrt{\frac{\eta c \tau_{\text{las}} R}{l r_D}}. \quad (14)$$

Для параметров  $c\tau_{\text{las}} \sim l$ ,  $R \sim 5r_D$  оценка (14) дает условие  $H(t^*)/E_{\text{las}} \sim 1$  и соответствует амплитуде второго пика на рис.4 ( $E_{\text{las}} = 0.65$  ГГц). В работе [18] рассматривалось усиление магнитного поля при коллапсе цилиндрической мишени, облучаемой линейно поляризованным импульсом, падающим перпендикулярно оси цилиндра. Для

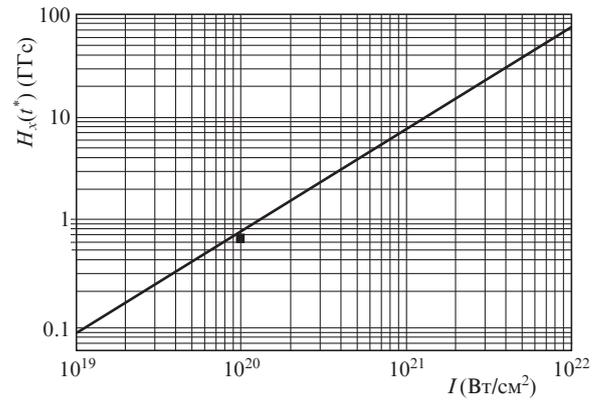


Рис.7. Максимальное магнитное поле в момент коллапса  $H_x(t^*)$  для цилиндрической  $\text{C}^{6+}$ -мишени с внутренним радиусом 500 нм, толщиной стенки 300 нм, длиной 3 мкм, облучаемой 10-фемтосекундным лазерным импульсом с интенсивностью  $10^{19} - 10^{22}$  Вт/см<sup>2</sup>.

максимального значения магнитного поля на основании численных расчетов была получена скейлинговая формула, аналогичная (14), по зависимостям от параметров  $H_x(t^*) \sim R^{\alpha_1} I_{\text{las}}^{\alpha_2} h_i^{\alpha_3}$ , но с несколько другими константами  $\alpha_j$ . В [18]  $\alpha_1 = 1$ ,  $\alpha_2 = 1/4$ ,  $\alpha_3 = 1$ , а в нашем случае формула (14) соответствует  $\alpha_1 = 1/2$ ,  $\alpha_2 = 3/8$ ,  $\alpha_3 = 1/4$ . Отметим, что при  $c\tau_{\text{las}} > l$ ,  $R \gg r_D$  уравнения (12)–(14) позволяют получить магнитное поле в момент коллапса  $H_x(t^*)$ . На рис.7 сплошной линией показан результат аналитического расчета  $H_x(t^*)$  для мишени  $\text{C}^{6+}$  с внутренним радиусом 500 нм, толщиной стенки 300 нм, длиной 3 мкм, облучаемой 10-фемтосекундным лазерным импульсом с интенсивностью  $10^{19} - 10^{22}$  Вт/см<sup>2</sup>; черный квадрат соответствует численному значению  $H_x(t^*)$  на рис.4. Видно, что при максимальной достигнутой к настоящему времени экспериментальной лазерной интенсивности  $\sim 10^{22}$  Вт/см<sup>2</sup> для цилиндрических лазерных мишеней достижима величина магнитного поля  $\sim 100$  ГГц с временами жизни поля порядка пикосекунды.

Длительность процесса коллапса (его возникновения и распада) превышает  $2(t_0 - t^*)$ , и характерное время (13) можно рассматривать как оценку снизу увеличения времени жизни магнитного поля в цилиндрических мишенях по сравнению с рассмотренными ранее кластерными. Нами выполнено также предварительное PIC-моделирование временной динамики магнитного поля для более тяжелой мишени  $\text{Au}^{4+}$  при лазерной интенсивности  $10^{20}$  Вт/см<sup>2</sup>. Для таких мишеней временной интервал между двумя пиками магнитного поля должен увеличиться, что и наблюдалось, а время коллапса сильно возрастает, однако в силу ограниченных вычислительных возможностей 3D моделирования мы не смогли продвинуться дальше нескольких сотен фемтосекунд, хотя согласно (13) магнитное поле такой мишени должно существовать на временах  $\sim 10^{-12}$  с. Исследованию тяжелых мишеней предполагается посвятить отдельную работу.

## 5. Заключение

Показано, что выбором геометрической формы мишени можно существенно (на порядок) увеличить время жизни сильного квазистационарного магнитного поля цилиндрической оболочечной лазерной мишени, облучаемой циркулярно-поляризованным интенсивным лазерным импульсом. Максимальное значение величины маг-

нитного поля слабо (численный множитель порядка единицы) зависит от формы сплошных мишеней сравнимых размеров. Однако в мишени, выполненной в виде полого цилиндра, его внутренняя часть движется к оси цилиндра, в результате чего происходит коллапс цилиндра – динамическое увеличение плотности на его оси. Время жизни магнитного поля в коллапсирующем цилиндре увеличивается по сравнению со случаем сплошного цилиндра или сферического кластера в несколько раз и попадает в область сотен фемтосекунд при лазерной интенсивности  $\sim 10^{20}$  Вт/см<sup>2</sup>. Помимо увеличения времени жизни, коллапс цилиндра приводит к росту магнитного поля внутри него, и амплитуда магнитного поля в момент коллапса может быть сравнима с амплитудой лазерного поля. В результате временная зависимость величины магнитного поля цилиндрической оболочечной мишени имеет характерный двугорбый вид, а время жизни поля существенно возрастает по сравнению со сплошными мишенями. Таким образом, цилиндрические оболочечные мишени, по сравнению с кластерными, имеют преимущество в длительности генерации сверхсильных магнитных полей. Оценки показывают, что при лазерной интенсивности  $\sim 10^{22}$  Вт/см<sup>2</sup> достижимы напряженности магнитного поля в 80–100 ГГс и времена жизни  $\sim 1$  пс. Использование тяжелых материалов с низкой скоростью разлета для цилиндрических мишеней приведет к дальнейшему увеличению времени жизни поля (времени коллапса), что будет предметом отдельного исследования.

### Приложение 1. Электрическое поле плазменной оболочки цилиндра

Скалярный потенциал тонкой ( $d \ll R$ ), окруженной электронами цилиндрической ионной оболочки длиной  $l$  является решением уравнения Пуассона

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \varphi}{\partial r} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} = -4\pi e \left[ Z n_i(r, x) - n_{e0} \exp\left(\frac{e\varphi}{T_{eh}}\right) \right] \approx -4\pi e \left[ Z n_i(r, x) - n_{e0} - \frac{n_{e0} e \varphi}{T_{eh}} \right]. \quad (\text{П1.1})$$

Внутри цилиндрической оболочки  $n_i = \text{const} = n_{i0}$ . В случае  $Z n_{i0} \gg n_{e0}$  происходит кулоновский взрыв, а в случае нейтральной оболочки имеем  $Z n_{i0} = n_{e0}$ . Введем плотность заряда  $\rho$  и полный заряд  $Q$  цилиндрической оболочки толщиной  $d \ll R$ :

$$\rho(r, x) = \frac{Q \delta(r - R) \theta(l/2 - |x|)}{2\pi R l}, \quad (\text{П1.2})$$

$$Q = (Z n_{i0} - n_{e0}) 2\pi R l d.$$

В результате уравнение Пуассона принимает вид

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \varphi}{\partial r} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} - \frac{\varphi}{r_D^2} \approx -\frac{2Q \delta(r - R) \theta(l/2 - |x|)}{R l}, \quad (\text{П1.3})$$

где  $r_D$  – дебаевский радиус горячих электронов в плазме цилиндрической мишени. Решение (П1.1), отвечающее определенной правой части, записывается как

$$\varphi(r, x) = \begin{cases} \frac{2Q}{\pi l} \int_0^\infty \frac{dk}{k} \cos(kx) \sin(kl/2) I_0\left(\frac{r}{r_D} \sqrt{k^2 r_D^2 + 1}\right) K_0\left(\frac{R}{r_D} \sqrt{k^2 r_D^2 + 1}\right), & r < R, \\ \frac{2Q}{\pi l} \int_0^\infty \frac{dk}{k} \cos(kx) \sin(kl/2) I_0\left(\frac{R}{r_D} \sqrt{k^2 r_D^2 + 1}\right) K_0\left(\frac{r}{r_D} \sqrt{k^2 r_D^2 + 1}\right), & r > R. \end{cases} \quad (\text{П1.4})$$

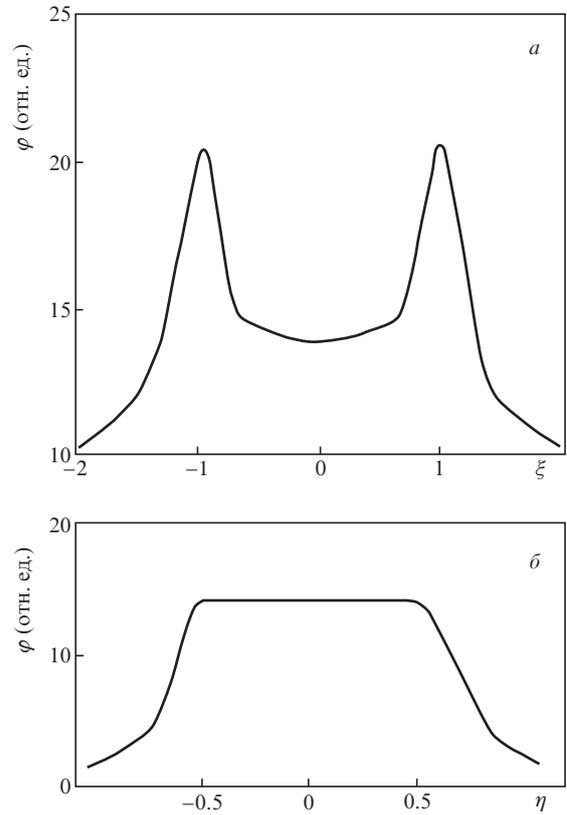


Рис.П1.1. Зависимости потенциала цилиндра  $\varphi(x = 0, r)$  от безразмерного радиуса  $\xi = r/R_0$  (а) и потенциала цилиндра  $\varphi(x, r = 0)$  от безразмерной продольной координаты  $\eta = x/l$  (б).

На рис.П1.1 показаны зависимости потенциала  $\varphi$  (П1.4) от радиальной переменной  $r$  и продольной координаты  $x$ . В пределе  $l \gg R$  потенциал  $\varphi$  внутри цилиндрической оболочки перестает зависеть от  $x$  ( $\lim_{l \rightarrow \infty} [\sin(kl/2) \times (\pi k)^{-1}] = \delta(k)$ , и интеграл по  $k$  вычисляется) и принимают вид

$$\varphi(r) = \begin{cases} \frac{2Q}{l} I_0(r/r_D) K_0(R/r_D), & r < R, \\ \frac{2Q}{l} I_0(R/r_D) K_0(r/r_D), & r > R, \end{cases} \quad R \ll l, \quad (\text{П1.5})$$

Решение уравнения (П1.4) обращается в нуль при  $Q = 0$ , однако уравнение (П1.1) имеет ненулевое решение и при  $Q = 0$ , как решение однородного уравнения:

$$\varphi(x, r) = \varphi_{\max} \int_0^\infty \frac{dk}{k} \cos(kx) \sin(kl/2) I_0\left(\frac{r}{r_D} \sqrt{k^2 r_D^2 + 1}\right) \times K_0\left(\frac{R}{r_D} \sqrt{k^2 r_D^2 + 1}\right) \left[ \int_0^\infty \frac{dk}{k} \sin(kl/2) \times I_0\left(\frac{R}{r_D} \sqrt{k^2 r_D^2 + 1}\right) K_0\left(\frac{R}{r_D} \sqrt{k^2 r_D^2 + 1}\right) \right]^{-1}, \quad r < R, \quad (\text{П1.6})$$

где  $\varphi_{\max} = \varphi(0, R)$  – свободный параметр, определяющий максимальную высоту потенциального барьера на рис.П1.1,а. Из модели теплового ускорения иона следует, что  $e\varphi_{\max} = T_{\text{ch}}$ , и можно решение однородного уравнения (П1.6) представить как

$$\begin{aligned} \varphi(x, r) = & \frac{T_{\text{ch}}}{e} \int_0^\infty \frac{dk}{k} \cos(kx) \sin(kl/2) I_0((r/r_D) \sqrt{k^2 r_D^2 + 1}) \\ & \times K_0((R/r_D) \sqrt{k^2 r_D^2 + 1}) \left[ \int_0^\infty \frac{dk}{k} \sin(kl/2) \right. \\ & \left. \times I_0((R/r_D) \sqrt{k^2 r_D^2 + 1}) K_0((R/r_D) \sqrt{k^2 r_D^2 + 1}) \right]^{-1}, \quad r < R. \end{aligned} \quad (\text{П1.7})$$

Соответственно, тепловой механизм разлета цилиндра будет преобладать над кулоновским, если

$$\begin{aligned} T_{\text{ch}} \geq & \frac{2eQ}{\pi l} \int_0^\infty \frac{dk}{k} \sin(kl/2) I_0((R/r_D) \sqrt{k^2 r_D^2 + 1}) \\ & \times K_0((R/r_D) \sqrt{k^2 r_D^2 + 1}). \end{aligned} \quad (\text{П1.8})$$

Для «длинного» цилиндра ( $l \gg R$ ) потенциал (П1.7) вдали от краев цилиндра перестает зависеть от  $x$  и определяется следующим выражением:

$$\varphi(r) = \frac{T_{\text{ch}}}{e} \frac{I_0(r/r_D)}{I_0(R/r_D)}, \quad r < R, \quad R \ll l. \quad (\text{П1.9})$$

## Приложение 2. Параметры и некоторые результаты 3D PIC-моделирования

Взаимодействие лазерного импульса с мишенями было проведено с помощью 3D PIC-моделирования (код EPOCH [26]) для  $\text{C}^{6+}$ -цилиндров с внутренними радиусами 300 и 500 нм при их облучении 10-фемтосекундным циркулярно-поляризованным лазерным импульсом (распространяющимся вдоль оси цилиндра) в диапазоне интенсивностей  $10^{19} - 10^{20}$  Вт/см<sup>2</sup>. Ширина лазерного пучка в зоне фокусировки  $2w_0 = 4$  мкм. Толщина стенки цилиндра  $d = 0.3$  мкм, длина цилиндра  $l = 3$  мкм; цилиндр находился в центре бокса моделирования:  $x = y = z = 0$ . Размеры бокса моделирования составили  $8 \times 6 \times 6$  мкм; он был разбит на  $800 \times 600 \times 600$  ячеек по осям  $x, y, z$ , максимальное число частиц в ячейке было 200 для электронов и 40 для ионов (38 млн макроионов и 180 млн макроэлектронов). Шаг по времени решателя кода для одной итерации равен 20 ас, шаг сетки по пространству – 10 нм. Использовались открытые граничные условия, т.е. электрическое и магнитное поле покидает бокс при достижении границы без изменения характеристик; частицы, достигая границы, удаляются из моделирования. Данные численного моделирования представлены на рис.П2.1, 2.

1. Remington B.A., Drake R.P., Ryutov D.D. *Rev. Mod. Phys.*, **78**, 755 (2006).
2. Ehret M., Kochetkov Yu., Abe Y., Law K.F.F., Stepanishev V., Fujioka S., d'Humieres E., Zielbauer B., Bagnoud V., Schaumann G., Roth M., Tikhonchuk V., Santos J.J., Korneev Ph. ArXiv:1908.11430 (2019).

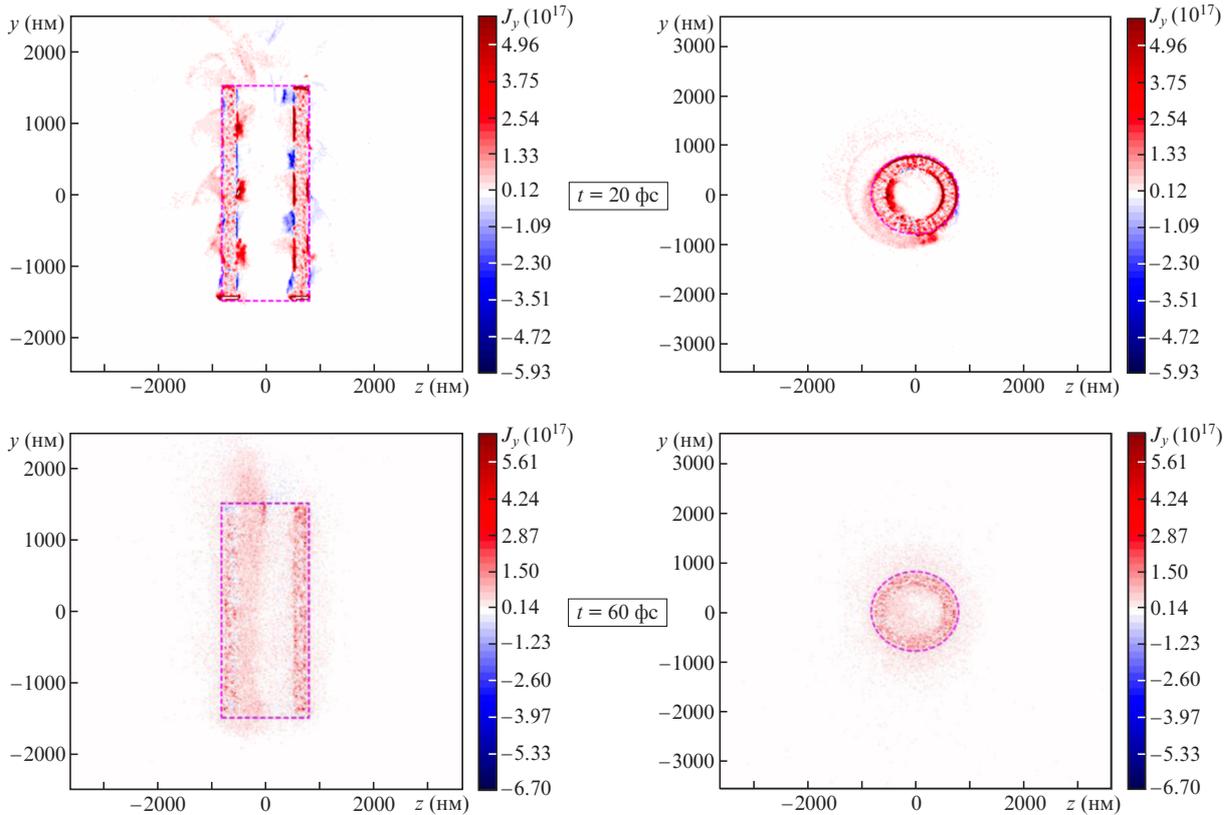


Рис.П2.1. PIC-расчет плотности тока мишени в виде  $\text{C}^{6+}$ -микротрубки ( $R_0 = 500$  нм,  $d = 300$  нм,  $l = 3$  мкм), облучаемой 10-фемтосекундным лазерным импульсом с интенсивностью  $10^{20}$  Вт/см<sup>2</sup>, на момент времени  $t = 20$  и 60 фс (сиреневый пунктир обозначает начальные границы мишени).

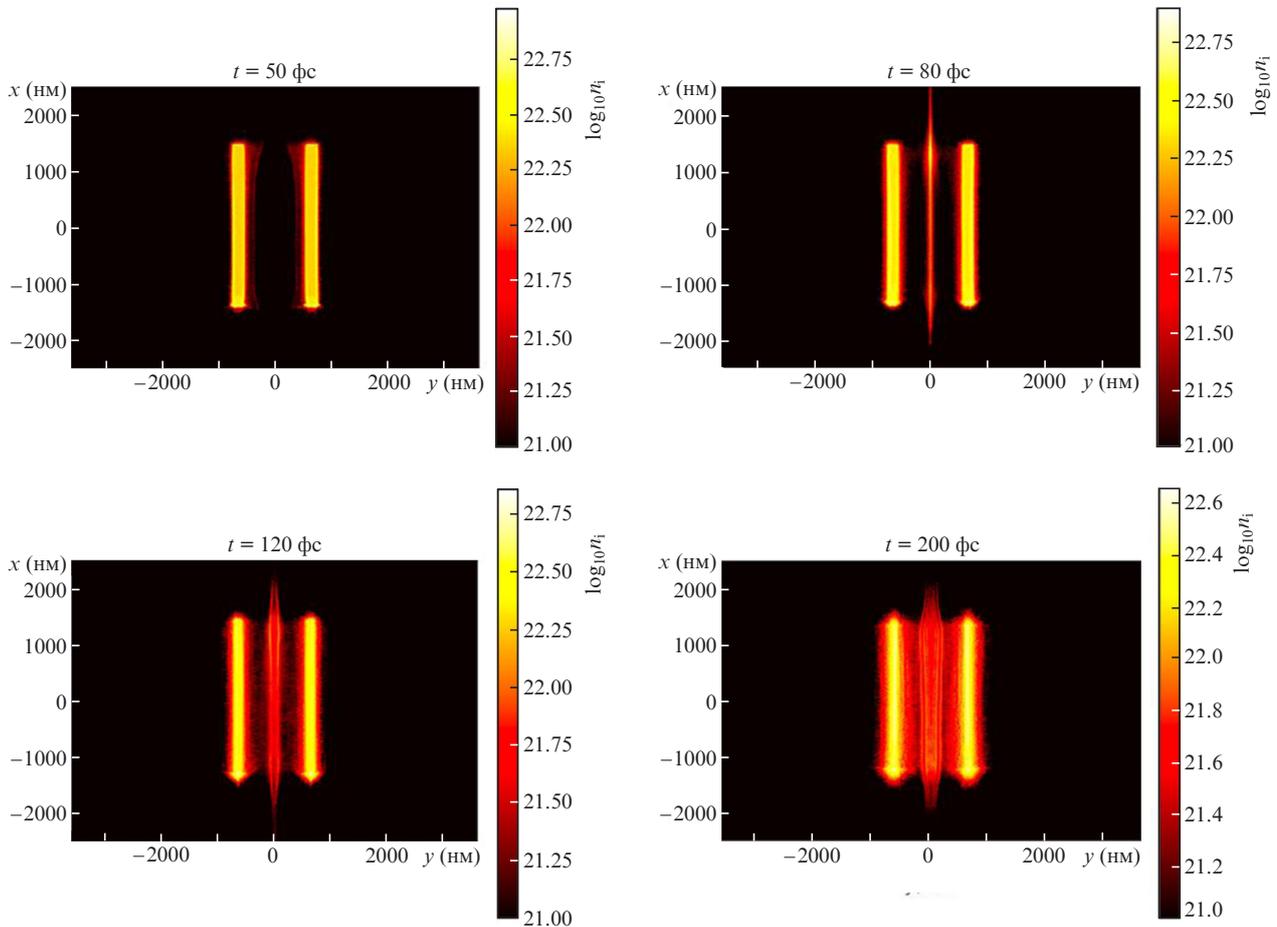


Рис.П2.2. PIC-расчет ионной плотности цилиндрической мишени в виде  $C^{6+}$ -микротрубки ( $R_0 = 0.5$  мкм,  $d = 0.3$  мкм,  $l = 3$  мкм), облучаемой 10-фемтосекундным лазерным импульсом с  $I = 10^{20}$  Вт/см<sup>2</sup>, в разные моменты времени.

- Huang L.G., Takabe H., Cowan T.E. *High Power Laser Sci. Eng.*, **7**, e22 (2019).
- Габдрахманов И.М., Быченков В.Ю. *Квантовая электроника*, **50**, 838 (2020) [*Quantum Electron.*, **50**, 838 (2020)].
- Фролов А.А. *Физика плазмы*, **44**, 45 (2018).
- Kaunak V., Pukhov A., Shlyaptsev V.N., Rocca J.J. *Phys. Rev. Lett.*, **117**, 035004 (2016); Lecz Zs., Andreev A. *New J. Phys.*, **20**, 033010 (2018).
- Крайнов В.П., Смирнов М.Б. *УФН*, **170**, 969 (2000); Krainov V.P., Smirnov M.B. *Physics Reports*, **370**, 237 (2002); Smirnov M.B., Krainov V.P. *Laser Phys.*, **13**, 490 (2003).
- Fennel Th., Meiwes-Broer K.-H., Tiggesbäumker J., Reinhard P.-G., Dinh P.M., Surraud E. *Rev. Mod. Phys.*, **82**, 1793 (2010).
- Гожев Д.А., Бочкарев С.Г., Быченков В.Ю. *Письма в ЖЭТФ*, **114**, 233 (2021).
- Андреев А.А., Платонов К.Ю. *Письма в ЖЭТФ*, **112**, 598 (2020).
- Lecz Zs., Andreev A. *Phys. Rev. Res.*, **2**, 023088 (2020).
- Andreev A.A., Platonov K.Yu., Lecz Zs., Hafz N. *Sci. Rep.*, **11**, 15971 (2021).
- Андреев А.А., Платонов К.Ю. *Квантовая электроника*, **51**, 446 (2021) [*Quantum Electron.*, **51**, 446 (2021)].
- Platonov K.Yu., Lecz Zs., Andreev A.A. *Proc. 20th Inter. Conf. Laser Optics (ICLO 2022)* (St. Petersburg, Russia, 2022, p. 235).
- Андреев А.А., Литвинов Л.А. *Оптика и спектроскопия*, **131**, 270 (2023).
- Сахаров А.Д. *УФН*, **88** (4), 000 (1966); Соколов И.В. *УФН*, 160 (11), 000 (1990); Аскарьян Г.А., Буланов С.В., Соколов И.В. *Физика плазмы*, **25**, 603 (1999).
- Andreev A., Platonov K., Sharma A., Murakami M. *Phys. Plasmas*, **22**, 093106 (2015); Murakami M., Tanaka M. *Appl. Phys. Lett.*, **102**, 163101 (2013).
- Murakami M., Honrubia J.J., Weichman K., Arefev A.V., Bulanov S.V. *Sci. Rep.*, **10**, 16653 (2020).
- Gu Y.-J., Murakami M. *Sci. Rep.*, **11**, 23592 (2021).
- Shokov D., Murakami M., Honrubia J.J. *High Power Laser Sci. Eng.*, **9**, e56, (2021). DOI: 10.1017/hpl.2021.46.
- Pan Z., Liu J., Wang P., Mei Z., Cao Z., Kong D., Xu S., Liu Z., Liang Y., Peng Z., Xu T., Song T., Chen X., Wu Q., Zhang Y., Han Q., Chen H., Zhao J., Gao Y., Chen S., Zhao Y., Yan X., Shou Y., Ma W. *Phys. Plasmas*, **31**, 043108 (2024). DOI: 10.1063/5.0202843.
- Ong J.F., Ghenuche P., Tanaka K.A. *Phys. Rev. Res.*, **3**, 033262 (2021).
- Kong D., Zhang G., Shou Y., Xu S., Mei Z., Cao Z., Pan Z., Wang P., Qi G., Lou Y., Ma Z., Lan H., Wang W., Li Y., Rubovic P., Veselsky M., Bonasera A., Zhao J., Geng Y., Zhao Y., Fu C., Luo W., Ma Y., Yan X., Ma W. *Matter Radiat. Extremes*, **7**, 064403 (2022). DOI: 10.1063/5.0120845.
- Gibbon P. *Short Pulse Laser Interactions with Matter: An Introduction* (Imperial College Press, 2005).
- Андреев А.А., Платонов К.Ю., Литвинов Л.А. *Оптика и спектроскопия*, **131** (12), 1694 (2023).
- <https://github.com/Warwick-Plasma/epoch>.

Уважаемые авторы!

Обратите, пожалуйста, внимание на ссылку [16] -- нет страниц.