05

Влияние лазерного предимпульса на генерацию сверхсильных магнитных полей в кластерной плазме

© А.А. Андреев[1,3], Л.А. Литвинов[1], К.Ю. Платонов[2]

[1] Санкт-Петербургский государственный университет, 199034 Санкт-Петербург, Россия
[2] Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого, 195251 Санкт-Петербург, Россия
[3] ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, 194021 Санкт-Петербург, Россия

e-mail: konstantin_platonov@yahoo.com

Поступила в редакцию 13.10.2023 г.
В окончательной редакции 13.10. 2023 г.
Принята к публикации 18.12.2023 г.

С помощью аналитических оценок и численного моделирования рассмотрена генерация сверхсильного магнитного поля в кластерной плазме в фокальной перетяжке интенсивного циркулярно-поляризованного лазерного импульса с контролируемым предимпульсом. Определены параметры предимпульса для получения максимальной амплитуды квазистационарного магнитного поля.

Ключевые слова: интенсивный лазерный импульс, лазерная кластерная плазма, сверхсильное магнитное поле.

DOI: 10.61011/OS.2023.12.57405.5657-23

Введение

Как известно, в различных областях физики и астрофизики актуальны исследования способов генерации сверхсильных магнитных полей и влияния таких полей на свойства объектов [1]. В цикле работ [2–5] 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.

Кластерные лазерные мишени являются предметом активных исследований настоящего времени [6]. Для генерации магнитного поля радиусы кластеров таких мишеней должны быть меньше длины волны лазерного излучения, чтобы круговые орбиты электронов располагались снаружи ионного остова кластера. В работах [2–5] предполагалось, что короткий интенсивный лазерный импульс не имеет предимпульса и профиль плотности ионного остова кластера является прямоугольным с заданным начальным значением радиуса (десятки и сотни нанометров) и твердотельной плотностью. При экспериментальной реализации ультракоротких (десятки фемтосекунд) лазерных импульсов релятивисткой интенсивности им предшествует предимпульс длительностью в десятки и сотни пикосекунд. Современная лазерная техника позволяет увеличить значение отношения максимальной интенсивности импульса и предимпульса, называемое контрастом, до величины $K \leq 10^{10}$ [7], но не может полностью убрать его ($K = \infty$). Для кластеров малых радиусов и ультравысоких лазерных интенсивностей ($\leq 10^{22}\,\mathrm{W/cm^2}$) даже рекордные значения контраста, приводящие к интенсивности предимпульса $< 10^{12}\,\mathrm{W/cm^2}$, могут оказать влияние на профиль плотности образующегося перед приходом основного импульса плазменного кластера [8,9]. В самом неоптимальном случае слабого контраста кластеры успеют нагреться и разлететься до прозрачного состояния (плотность упадет ниже критической) еще до прихода основного импульса, что снизит его поглощение и связанную с ним передачу момента импульса от лазерного излучения к электронам. Коэффициент поглощения (фактически коэффициент передачи момента от циркулярно-поляризованного излучения электронам) зависит от плотности и радиуса кластера, соответственно подбором параметров предимпульса (интенсивности и длительности) можно, наоборот, добиться максимума поглощения и максимальной напряженности генерируемого магнитного поля.

В настоящей работе проведены аналитическое и численное исследования влияния параметров предимпульса на профиль плотности кластера газовой мишени, на коэффициент поглощения кластерной плазмы и на напряженность генерируемого квазистационарного магнитного поля. Определены оптимальные параметры мишени с учетом значения контраста интенсивного лазерного импульса.

Воздействие лазерного предимпульса на кластер

Рассмотрим сферическую мишень постоянной массы, которая вначале подвергается воздействию предимпульса с интенсивностью I_{Lp} и длительностью t_{Lp}, а затем на нее воздействует основной импульс с интенсивностью $I = KI_{Lp}$ при контрасте K. Начальную концентрацию ионов плазмы мишени выбираем близкой к твердотельной: $n_{i0} = 6 \cdot 10^{22}\,\mathrm{cm}^{-3}$, а начальный профиль плотности — прямоугольным. Поглощение лазерного предимпульса плазмой в этом случае происходит главным образом по столкновительному механизму [10]. Численное моделирование взаимодействия золотого кластера с предимпульсами различной интенсивности $(10^{12}-10^{13}\,\mathrm{W/cm^2})$ и длительности $(4-20\,\mathrm{ps})$ проводилось с помощью гидродинамического кода [11]. Электронная температура во всем диапазоне параметров предимпульса была $T_{eLp} \geq 5\,\mathrm{eV}$, и плазма разлеталась со скоростью, близкой к скорости ионного звука, $c_s \approx \sqrt{Z_{Lp}T_{eLp}/m_i} \geq 2 \cdot 10^5\,\mathrm{cm/s}$, где m_i и Z_{Lp} — масса и заряд иона. Максимальная плотность $n_{i\,\max}$ мишени уменьшалась при разлете со временем в соответствии с условием сохранения массы мишени:

$$n_{i\,\max}(t) \approx n_{i0}[R_{i0}/(R_{i0} + c_s t)]^3.$$

Так как использовался сравнительно короткий предимпульс, величина заряда иона плазмы определялась через вероятность (в единицу времени) туннельной ионизации атома мишени в электрическом поле лазерной волны [12], что давало среднее значение заряда иона $Z_{Lp} \sim 2$, которое и было использовано в дальнейших вычислениях. После взаимодействия с предимпульсом профиль плотности мишени был близок к трапеции, имеющей градиент плотности $l_{\mathrm{fr}} = \alpha c_s t_{Lp}$ $(\alpha \leq 1)$ и максимальную плотность $n_{i\,\max} = n_{i0}[R_{i0}/(R_{i0} + c_s t_{Lp})]^3$. Гидродинамические расчеты показали, что при различных коэффициентах поглощения $(\eta_{Lp} < 0.8)$ лазерного излучения предимпульса разлет 100 nm Au-кластера менее, чем на 20% (т. е. увеличение радиуса на 20% и соответствующее уменьшение плотности), достигается при интенсивности предимпульса $\leq 10^{12}\,\mathrm{W/cm^2}$ и длительности $\leq 8\,\mathrm{ps}$. Дальнейшие 3D-расчеты взаимодействия кластера с основным импульсом по PIC-коду EPOCH [13] показали, что такой разлет кластера не сказывается на величине генерируемого магнитного поля, и предимпульсы с параметрами, удовлетворяющими условию $I_{Lp}t_{Lp} \leq 8 \cdot 10^{12}\,\mathrm{W{\cdot}ps/cm^2}$, не влияют на дальнейшее взаимодействие субмикронных золотых кластеров с основным импульсом. При нарушении этого условия радиус кластера растет, плотность падает и предимпульс начинает влиять на напряженность генерируемого магнитного поля.

Для количественного описания этого влияния в аналитической модели будем рассматривать профиль плотности плазмы кластера, формирующийся под действием лазерного предимпульса, вначале в виде прямоугольника изменяющейся ширины $2R_0$ и высоты n_i с постоянной массой, когда $n_{i0} = n_{i0}[R_{i0}/R_0]^3$. Отметим, что замена трапецеидального профиля прямоугольным оправдана рассматриваемыми малыми начальными радиусами кластера $(R_{i0} \sim 100\,\mathrm{nm})$, поскольку уже при разлете до $R_0 \sim 5R_{i0}$ плотность упадет ниже критической и поглощение значительно снизится, что не оптимально для генерации магнитного поля. Соответственно масштаб наклонных частей трапеции в рассматриваемом диапазоне будет меньше длины лазерной волны, и трапецеидальный профиль плотности можно заменить усредненным по радиусу прямоугольным профилем.

Под действием предимпульса происходит ионизация и нагрев кластера, а также часть электронов покидает кластер, в результате чего кластер приобретает заряд. Из работы [14], позволяющей оценить заряд кластера Q_{Lp} при заданной напряженности поля предимпульса $E_{Lp} = \sqrt{4\pi I_{Lp}/c}$, получаем, что для $R_{i0} = 100\,\mathrm{nm}$ кластера твердотельной плотности при $L_{Lp} = 10^{12}\,\mathrm{W/cm^2}$ заряд получается очень малым,

$$k = 3Q_{Lp}/4\pi Z_{Lp} e n_{i0} R_{i0}^3 \approx 2 \cdot 10^{-4},$$

по отношению к заряду ионного остова. Температуру T_{eLp} нагрева кластера предимпульсом можно оценить по формуле [15]

$$T_{eLp} \approx \frac{m_i}{Z_{Lp}} \left(\frac{\eta_{Lp} I_{Lp}}{\rho_0} \right)^{2/3},$$

где ρ_0 —- начальная плотность мишени, η_{Lp} — коэффициент столкновительного поглощения предимпульса. Для Au^{+2}-мишени твердотельной плотности при $I_{Lp} = 10^{12}\,\mathrm{W/cm^2}$ и $\eta_{Lp} \approx 0.2$ получаем $T_{eLp} \sim 50\,\mathrm{eV}$ и скорость иона золота $\upsilon_i = \sqrt{Z_{eLp}T_{eLp}/m_i} \approx 5 \cdot 10^5\,\mathrm{cm/s}$. Под действием кулоновских сил и теплового давления кластер разлетается во время предимпульса.

В Приложении построена аналитическая модель разлета нагретого заряженного кластера, позволяющая оценить радиус $R_0(t_{Lp})$ и плотность электронов $n_e(t_{Lp})$ в момент окончания предимпульса и использовать эти оценки для дальнейшего моделирования взаимодействия частично разлетевшегося кластера с основным лазерным импульсом. На рис. 1 приведены построенные по формуле (П5) Приложения зависимости радиуса R_0 и плотности n_e от длительности предимпульса t_{Lp} для золотого кластера радиуса $R_{i0} = 100\,\mathrm{nm}$ под воздействием $10^{12}\,\mathrm{W/cm^2}$ предимпульса при скорости разлета кластера $c_{sQ} = 5 \cdot 10^5\,\mathrm{cm/s}$. Рисунок 1 показывает, что с помощью изменения длительности предимпульса можно менять электронную плотность $n_e(t_{Lp})$ кластера в широком диапазоне, начиная с характерной твердотельной $6 \cdot 10^{22}\,\mathrm{cm}^{-3}$ до порога прозрачности $n_{cr} \approx 10^{21}\,\mathrm{cm}^{-3}$ для излучения с длиной волны $\lambda_L \sim 1\,\mu\mathrm{m}$.

Поглощение основного циркулярно-поляризованного лазерного импульса кластером

Напряженность генерируемого основным импульсом магнитного поля [16] зависит от интенсивности I основного лазерного импульса, его длительности τ_L, радиуса кластера $R_0(t_{Lp})$ и коэффициента поглощения η, зависящего в свою очередь от плотности $n_e(t_{LP})$. Коэффициент поглощения η линейно-поляризованного излучения

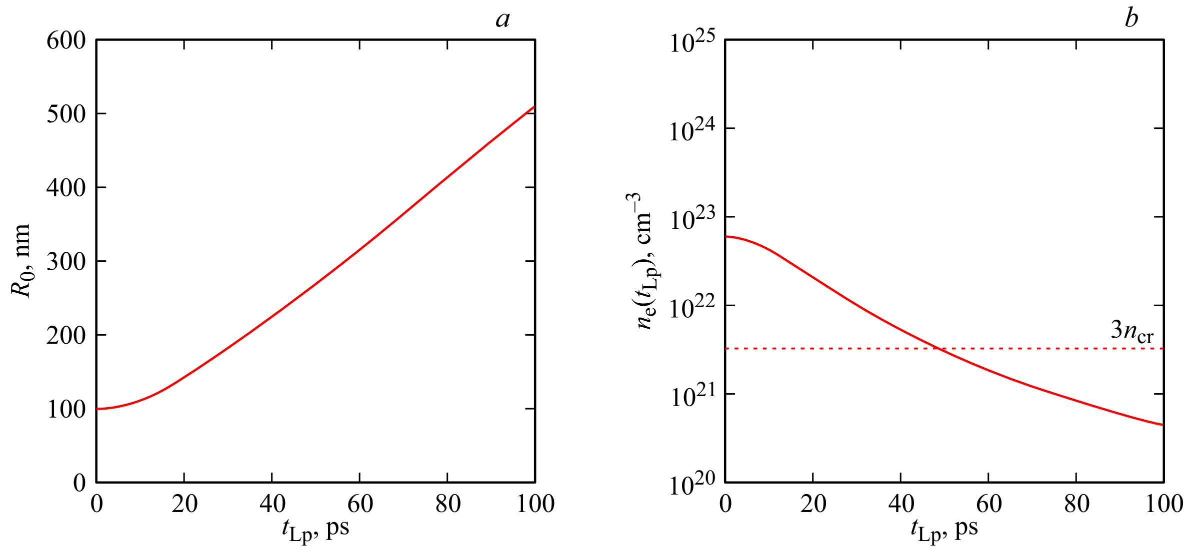

Рис. 1. Зависимости (a) радиуса R_0 (в nm), (b) плотности n_e (в cm^{-3}) от длительности предимпульса t_{Lp} (в ps) для Au^{+1}-кластера с начальным радиусом $R_{10} = 100$ nm под воздействием предимпульса с интенсивностью $I_{Lp} = 10^{12}$ W/cm^2 ($c_{sQ} = 5 \cdot 10^5$ cm/s).

нанокластером рассматривался в работах [10,17–19]. Основным механизмом поглощения интенсивного лазерного импульса кластером является резонансное бесстолкновительное поглощение [17]. Как известно, при смещении электронов кластера с плотностью $n_e(t_{Lp})$ относительно ионного остова между электронной оболочкой и ионным остовом возникает возвращающее амбиполярное поле, в результате чего под действием электрического поля лазерной волны возникают колебания электронной оболочки относительно ионного остова. Колебательный процесс имеет резонансный характер, и при совпадении частоты лазерной волны ω с собственной частотой $\omega_{pe}/\sqrt{3}$ ($\omega_{pe}^2 = 4\pi e^2 n_e(t_{Lp})/m_e$ — плазменная частота электронов кластера) колебаний сферической электронной оболочки происходит нарастание амплитуды колебаний электронов и поглощаемой кластером энергии лазерного поля. Резонансное условие $\omega = \omega_{pe}/\sqrt{3}$ может выполняется, поскольку уменьшение плотности кластера, показанное на рис. 1, начинается уже по время действия лазерного предимпульса, и отношение $\omega_p/\omega \sim 10\sqrt{Z}$, справедливое для твердотельных значений концентрации электронов под действием предимпульса, падает вплоть до резонансного $\omega_p/\omega \sim \sqrt{3}$. Подбором длительности предимпульса t_{Lp} и его интенсивности I_{Lp} в формулах (П5) можно получить резонансное значение плотности кластера

$$n_e(t_{Lp}) = 3m_e\omega^2/4\pi e^2 = 3n_{cr}$$

(штриховая горизонтальная линия на рис. 1, b) для прямоугольного профиля плотности. В работе [10] с помощью линеаризованного уравнения движения электрона кластера был получен коэффициент поглощения

$$\eta_l(n_e(t_{Lp})) = \eta_{\max}\frac{\Gamma_s}{(\omega_{pe}^2/\omega^2 - 3)^2 + \Gamma_s}, \quad \Gamma_s = 9\,\frac{\nu_{ei}\omega_{pe}}{2\omega^2}, \tag{1}$$

достигающий максимального значения $\eta_{\max}$ на резонансной частоте $\omega = \omega_{pe}/\sqrt{3}$. Полуширина частотного распределения коэффициента поглощения определяется частотой ν_{ei} электрон-ионных столкновений, приводящих к диссипации поглощенной электронами энергии.

Полученный с помощью линеаризованных уравнений движения электрона коэффициент поглощения (1) предполагает малость безразмерной амплитуды лазерного поля: $a_0 = eE_0/m_e\omega c \ll 1$. Для генерации сверхсильных магнитных полей нужны лазерные поля ультрарелятивистской напряженности ($a_0 \gg 1$), для которых формула (1) для коэффициента поглощения нуждается в модификации. При высокой температуре T_e электронов кластера во время действия основного импульса частота столкновений ($\nu_{ei} \sim T_e^{-3/2}$) быстро уменьшается, столкновительное поглощение становится малым и резонанс в формуле (1) узким. В работе [17] показано, что для коротких (единицы периодов) лазерных импульсов в уравнении движения электронов нужно учитывать временной профиль огибающей импульса. Также поле волны реального лазерного импульса имеет квадратичную поправку к фазе волны: $\omega \to \omega + \dot{\omega}t$. Учет конечной длительности импульса τ_L и ω [17], а также нелинейных бесстолкновительных диссипативных процессов приводит в ультрарелятивистском случае к формированию эффективной частоты столкновений, $\nu_{ei} \to \nu_{ef}$ ограничивающей амплитуду колебаний электронов в резонансе. Плазменная частота электронов при ультрарелятивистских энергиях зависит от лоренц-фактора электронов

$\gamma \approx \sqrt{1+a_0^2}$:

$$\omega_{pe}^2(a_0) = 4\pi e^2 n_e(t_{Lp})/\gamma m_e.$$

Резонанс на частоте лазерного импульса при определенной плотности кластера и напряженности лазерного поля a_0 $(\omega = \omega_{pe}(a_0)/\sqrt{3})$ должен остаться, однако в релятивистском случае дополнительный резонанс возможен и на удвоенной лазерной частоте $(2\omega = \omega_{pe}/\sqrt{3})$, с которой меняется сила пондеромоторного давления. В зависимости от ширины резонанса $(\nu_{ef} \ll \omega, \nu_{ef} \gg \omega)$ резонансы могут проявляться по отдельности или сливаться в один. Помимо резонансного механизма поглощения для кластера с резкой границей и высокой начальной плотностью работает механизм поглощения, аналогичный механизму Брюнеля [20,21], что добавляет слагаемое η_0 к резонансному коэффициенту поглощения. С учетом вышесказанного суммарный коэффициент поглощения кластера η_Σ в случае релятивистских напряженностей лазерного поля можно записать в следующем виде:

$$\eta_\Sigma(n_e(t_{Lp}); I) \approx \eta_0(n_e; I) + \eta_{\max}(n_e; I)\,\frac{\Gamma_n}{(\omega_{pe}^2/\omega^2 - \mu)^2 + \Gamma_n},$$

$$\Gamma_n = 9\,\frac{\nu_{ef}(n_e; I)\omega_{pe}}{2\omega^2},$$

$$\omega_{pe}^2 = 4\pi n_e(t_{Lp})e^2/\gamma m_e,\ \ 3 \le \mu \le 12. \qquad (2)$$

Здесь величины $\eta_0(n_e; I)$, $\eta_{\max}(n_e; I)$, $\nu_{ef}(n_e; I)$ определяются, используя стандартную степенную зависимость:

$$\eta_{0,\max}(n_e; I) = \eta_{0,\max}(n_{en})^{\alpha_{1,3}}(I_n)^{\alpha_{2,4}},$$

$$\nu_{ef}(n_e; I) = \nu_{ef}(n_{en})^{\alpha_5}(I_n)^{\alpha_6},$$

$$I_n = \frac{I}{10^{20}\,\mathrm{W/cm^2}},\ \ n_{en} = \frac{n_e}{Z\cdot 3\cdot 10^{22}\,\mathrm{cm^{-3}}},$$

$$10^{21}\,\mathrm{cm^{-3}} < n_e < 10^{24}\,\mathrm{cm^{-3}},\ \ 0.1 < I_n < 10^3, \qquad (3)$$

где константы $\eta_), \eta_{\max}, \nu_{ef}/\omega$ и показатели степеней $\alpha_1 - \alpha_6$ определяются из данных численного моделирования.

На рис. 2 приведены данные численного моделирования зависимости коэффициента поглощения Au^{+30}-кластера радиуса $R_0 = 200$ nm от его начальной ионной плотности $n_i = n_e/Z$ $(Z = 30)$ и лазерной интенсивности I. Рис. 2, *b* подтверждает сохранение резонансного по плотности кластера характера поглощения в ультрарелятивистском случае ($a_0 \approx 85$ при $I = 10^{22}\,\mathrm{W/cm^2}$). Красными линиями на рис. 2 показаны теоретические кривые *2* для параметров степенного скейлинга: $\eta_0 = 0.11$, $\mu = 9$, $\eta_{\max} = 0.4$, $\alpha_{1,2,3,5,6} = 0$, $\alpha_1 = 0.13$, $\nu_{ef}/\omega = 2.5$. Значительные значения эффективной частоты столкновений $\nu_{ef}/\omega = 2.5$ и $\mu = 9$ соответствуют слиянию обычного и пондеромоторного резонансов в один и сохранению в ультрарелятивистском случае одного максимума коэффициента поглощения по плотности кластера.

Магнитное поле кластера

В работе [16] подробно исследуется динамика электронной оболочки кластера и показано, что амплитуда магнитного поля H одиночного кластера линейно растет со временем на интервале действия основного лазерного импульса, достигая максимума к моменту его окончания:

$$\frac{H(t)}{E_0} \approx \frac{\eta_\Sigma a_0 ct}{4r_E(1+a_0^2)^{1/2}},\ \ t \in [0; \tau_L]. \qquad (4)$$

Здесь η_Σ — коэффициент поглощения основного импульса, показанный на рис. 2, а характерный радиус орбит электронов кластера в (4) оценивается как $r_E = CR_0$, где $C \approx 3$. Более точное значение $(2 \le C \le 5)$ определяется численным моделированием и зависит от лазерной интенсивности, радиуса и плотности кластера. Для того чтобы электроны удерживались ионным остовом кластера, возникающий в результате частичной экстракции электронов основным лазерным импульсом заряд Q кластера должен удовлетворять неравенству

$$m_e c^2\left(\sqrt{1+a_0^2} - 1\right) < \frac{eQ}{r_E}$$

(кинетическая энергия меньше потенциальной). Величина заряда Q растет с увеличением лазерной интенсивности как $\sqrt{I}$ и не может превысить суммарный заряд ионного остова кластера $4\pi R_{i0}^3 Zen_{i0}/3$. В результате безразмерная амплитуда лазерного поля a_0 должна удовлетворять условию [4]

$$a_0 < a_{tr} \approx \frac{4\pi\eta_\Sigma e^2\omega}{9m_e c^3}\,Zn_i R_0^3 > 1.$$

При превышении величины a_{tr} магнитное поле кластера начнет резко падать с ростом a_0, так как ионный остов не в состоянии удержать все поглотившие лазерную энергию электроны на финитных орбитах. Отметим, что пороговое лазерное поле отличается от поля, необходимого для „кулоновского взрыва“ кластера (полного удаления электронов из кластера)

$$a_{Ql} \approx \frac{2}{3}\,Zn_{i0}e^2 R_{i0}\lambda/m_e c^2.$$

Отношение $a_{tr}/a_{Ql} \approx 4\pi^2\eta_\Sigma R_0^2/3\lambda^2 < 1$ при $R_0 < \lambda$. После окончания лазерного импульса $(t > \tau_L)$ магнитное поле начинает спадать во времени из-за адиабатического разлета кластера, нагретого основным импульсом [4]:

$$H(t) = H(\tau_L)(R_0/R(t))^3,$$

$$R(t) \approx \sqrt{R_0^2 + Zm_e c^2(t-\tau_L)^2((1+a_0^2)^{1/2} - 1/m_I},\ \ t \ge \tau_L. \qquad (5)$$

Поскольку η_Σ и R_0 определяются параметрами предимпульса, оценка магнитного поля кластера (4) также оказывается зависящей от параметров предимпульса через значение электронной $n_e(t_{Lp})$ (ионной

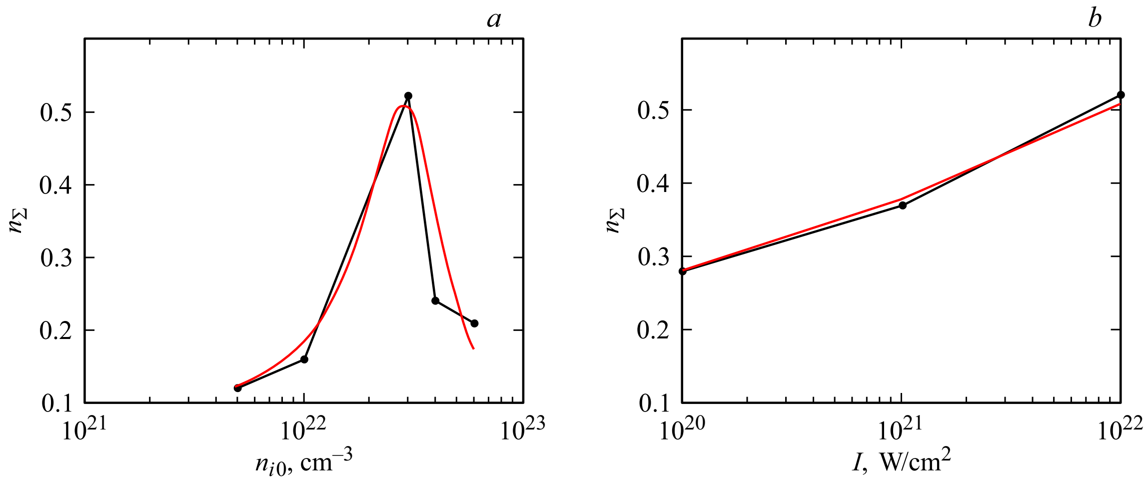

Рис. 2. (*a*) Коэффициент поглощения кластера в зависимости от начальной ионной плотности кластера при $I = 10^{22}$ W/cm^2, $R = 200$ nm. (*b*) Коэффициент поглощения кластера в зависимости от интенсивности лазерного импульса в пике при $n_{i0} = 3 \cdot 10^{22}$ cm^{-3}, $R = 200$ nm. Черные точки — численное моделирование. Красные линии — формула (3).

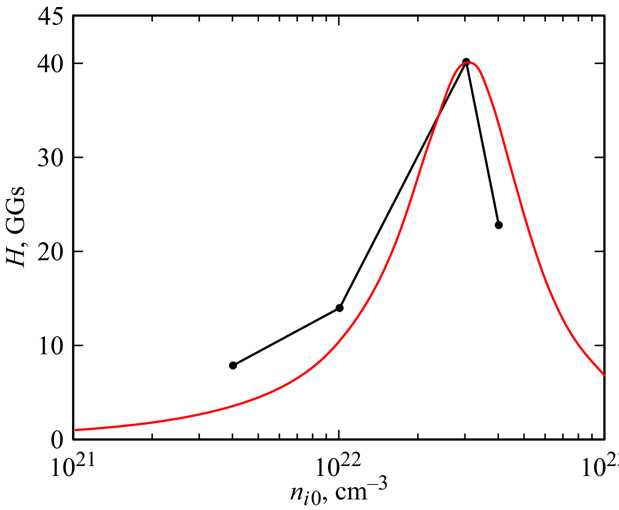

Рис. 3. Максимум квазистационарного магнитного поля в зависимости от начальной ионной плотности $n_i = n_e(t_{Lp})/Z_{Lp}$ кластера при $I = 10^{22}$ W/cm^2, $R = 200$ nm. Черные точки — PIC-расчет. Красная кривая — аналитическая зависимость (5) при коэффициенте поглощения (4).

$n_i(t_{Lp}) = n_e(t_{Lp})/Z)$ плотности на момент окончания предимпульса.

На рис. 3 красной кривой приведена зависимость (5) амплитуды магнитного поля $H(\tau_L)$ кластера с $R_{i0} = 200$ nm от плотности ионов $n_i(t_{Lp})$ на момент окончания предимпульса для интенсивности основного лазерного импульса $I = 10^{22}$ W/cm^2. Рис. 3 показывает, что резонансный по плотности характер коэффициента поглощения на рис. 2 приводит к аналогичной зависимости амплитуды магнитного поля. Поскольку при рассматриваемых лазерных интенсивностях плазменный резонанс достигается при значениях ионной плотности $3 \cdot 10^{22}$ cm^{-3}, близких к начальной плотности кластера $5.9 \cdot 10^{22}$ cm^{-3}, увеличение радиуса, необходимое для достижения резонансной плотности небольшое: $R_0 = R_{i0}(5.9/3)^{1/3}$. Эффективный радиус электронной орбиты $r_\Sigma = CR_0$ в формуле (4) практически не меняется в окрестности резонансной плотности, и зависимость магнитного поля от плотности практически повторяет зависимость от плотности коэффициента поглощения (2). Отметим, что максимальное квазистационарное магнитное поле амплитудой в 40 GGs существенно превышает амплитуду магнитного поля лазерной волны 6.5 GGs, соответствующую лазерной интенсивности 10^{22} W/cm^2.

Для проверки аналитических оценок коэффициента поглощения и магнитного поля, а также для нахождения констант скейлинга $\eta_{\max}(n_e; I)$, $\nu_{ef}(n_e; I)$, было проведено 3D PIC-моделирование (код EPOCH [13]) разлета Au^{+30}-кластеров с радиусами 50, 100, 200 mnm при облучении 10 fs циркулярно-поляризованным лазерным импульсом в диапазоне интенсивностей от 10^{20} до 10^{22} W/cm^2, распространяющимся вдоль оси x. Кластер находился в центре бокса моделирования: $x = y = z = 0$. Размеры бокса моделирования были $4 \times 4 \times 4\,\mu$m, он был разбит на $400 \times 400 \times 400$ ячеек по осям x, y и z, максимальное число частиц в ячейке было 200 для электронов и 40 для ионов. Разлет кластера под действием предимпульса учитывался начальным значением ионной плотности кластера, которая менялась в диапазоне от $6 \cdot 10^{22}$ cm^{-3} (отсутствие предимпульса, твердотельная плотность мишени) до $4 \cdot 10^{21}$ cm^{-3} (разлетевшийся за время предимпульса кластер).

На рис. 3 приведена зависимость максимального (по пространству и времени моделирования) значения квазистационарного магнитного поля в зависимости от начальной ионной плотности кластера при $I = 10^{22}$ W/cm^2, $R_{0i} = 200$ nm. Полученные результаты моделирования показывают наличие оптимума ионной плотности относительно максимального значения генерируемого магнитного поля. Оптимум плотности $n_i^* \approx 3 \cdot 10^{22}\,\mathrm{cm}^{-3}$ (при лазерной интенсивности $10^{22}\,\mathrm{W/cm^2}$) соответствует плазменной частоте

$$\omega_{pe}^2 = 4\pi Z n_i^* e^2/m_e(1+a_0^2)^{1/2}$$

электронов кластера, попадающей в резонансный интервал $3\omega^2 < \omega_{pe}^2 < 12\omega^2$ сил электрического поля и пондеромоторного давления. Объединение пиков поглощения обычного и пондеромоторного резонансов приводит к широкому пику рис. 3.

Так как плазменная частота в резонансном коэффициенте поглощения (2) зависит от отношения $n_e(t_{Lp})/a_0 \sim n_e(t_{Lp})/\sqrt{I}$, помимо зависимости от плотности существует аналогичная зависимость амплитуды магнитного поля от лазерной интенсивности, построенная на рис. 4 по формуле (4) синей и красной кривыми для фиксированной плотности кластера $6 \cdot 10^{22}\,\mathrm{cm}^{-3}$ и радиусов кластера 50 и 200 nm соответственно. Вертикальными пунктирными линиями приведены соответствующие радиусам кластера пороговые интенсивности (соответствующие амплитуде a_{tr}), выше которых формула (4) теряет применимость. Черными и зелеными точками показаны данные PIC-моделирования. Магнитные поля напряженностью в десятки GGs на рис. 3 и 4 приводят к замагниченности и повышению плотности ионов во внутренней области кластера. На рис. 5 показано распределение ионной плотности для 200 nm кластера плотностью $n_i = 6 \cdot 10^{22}\,\mathrm{cm}^{-3}$ при лазерной интенсивности $10^{22}\,\mathrm{W/cm^2}$, когда, согласно рис. 4, генерируется магнитное поле максимальной амплитудой ~ 15 GGs.

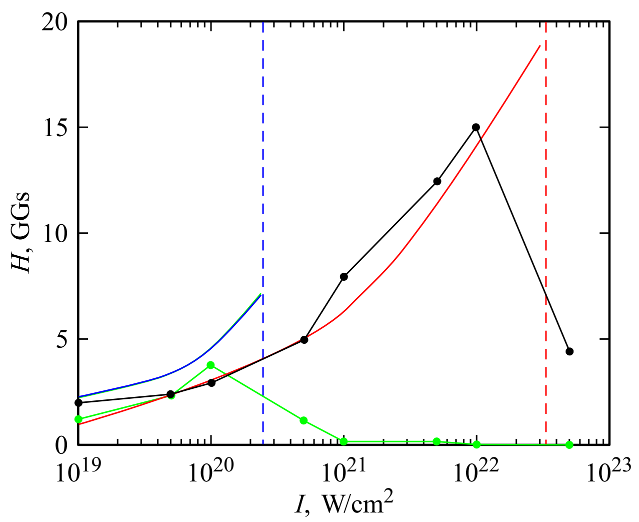

Рис. 4. Максимальное магнитное поле (5) в зависимости интенсивности основного лазерного импульса при $R = 200$ nm (красная линия), $R = 50$ nm (синяя линия). Плотность $n_i = 6 \cdot 10^{22}\,\mathrm{cm}^{-3}$. Черные кружки — PIC-расчет для радиуса 200 nm, зеленые — для 50 nm. Вертикальными штриховыми линиями приведены пороги, соответствующие предельной амплитуде a_{tr} кластеров с радиусами 50 и 200 nm.

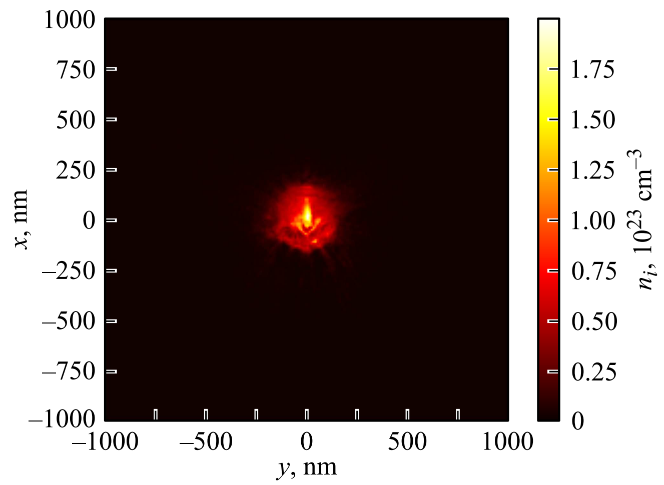

Рис. 5. Ионная плотность в плоскости xy (лазерное излучение распространяется по оси x) и диаметральном сечении ($z = 0$) кластера в момент окончания лазерного импульса при $R = 200$ nm, $n_i = 6 \cdot 10^{22}\,\mathrm{cm}^{-3}$, $I = 10^{22}\,\mathrm{W/cm^2}$.

В центре кластера радиусом 200 nm видна веретенообразная область, где ионная плотность достигает значения $2 \cdot 10^{23}\,\mathrm{cm}^{-3}$ при начальной плотности $6 \cdot 10^{22}\,\mathrm{cm}^{-3}$. Такое повышение плотности объясняется магнитным сжатием центральной области кластера.

Таким образом, численное моделирование подтверждает теоретические оценки высокого поглощения кластера, и при калибровке констант аналитической модели по численным данным модель хорошо соответствует численным зависимостям амплитуды магнитного поля от параметров кластера и лазерного импульса.

Для проверки корректности использования прямоугольного профиля плотности кластера было проведено моделирование амплитуды магнитного поля для кластера с профилем ионной плотности в виде трапеции:

$$n_i(r) = \begin{cases} n_i(R_0 - r)/L, & R_0 - L \le r \le R_0, \\ n_i, & 0 \le r \le R_0 - L, \end{cases}$$

показанным на рис. 6. Из рис. 6 следует, что для резонансной ионной плотности $n_i = 3 \cdot 10^{22}\,\mathrm{cm}^{-3}$ размытие границ кластера снижает коэффициент поглощения и напряженность магнитного поля, поскольку возникающие области меньшей плотности не соответствуют условию резонанса. Однако, как следует из поведения черной кривой на рис. 6, для проявления эффекта снижения масштаб неоднородности L должен превышать половину начального радиуса кластера. При $L < 0.3R_0$ пространственная неоднородность плотности заметно не влияет на величину магнитного поля даже в резонансном случае. При контрасте 10^{10} (интенсивности предимпульса $10^{12}\,\mathrm{W/cm^2}$ при интенсивности основного импульса $10^{22}\,\mathrm{W/cm^2}$) такой масштаб неоднородности при гидродинамическом моделировании возникает при длительности предимпульса ~ 10 ps. При отсутствии

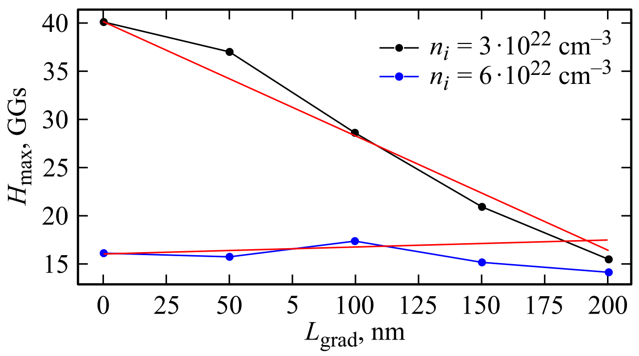

Рис. 6. Квазистационарное магнитное поле в зависимости от масштаба неоднородности трапециевидного профиля плотности кластера, число частиц постоянное и отвечает числу частиц для прямоугольного профиля при $R_0 = 200$ nm, черная кривая соответствует $n_i = 3\cdot 10^{22}\,\mathrm{cm}^{-3}$, синяя кривая — $n_i = 6\cdot 10^{22}\,\mathrm{cm}^{-3}$. Красные линии соответствуют аналитической модели (5), (7). $I = 10^{22}\,\mathrm{W/cm}^2$.

резонанса (синяя кривая на рис. 6) влияние градиента плотности на величину магнитного поля практически отсутствует вплоть до $L \sim R_0$. Аналитическая оценка зависимости коэффициента поглощения и магнитного поля от масштаба неоднородности может быть получена из формулы (2), в которой плазменная частота электронов станет функцией r, $\omega_{pe} \to \omega_{pe}(r)$. Проводя затем усреднение по r согласно формуле

$$\langle \eta_\Sigma \rangle = R_0^{-1} \int_0^{R_0} \eta_\Sigma(r)\,dr,$$

можно поучить аналитическую зависимость коэффициента поглощения от масштаба неоднородности ионной плотности:

$$\langle \eta_\Sigma(n_e(t_{Lp}); I; L)\rangle \approx \eta_0(n_e; I) + (1 - L/R_0)\eta_{\max}(n_e; I)$$
$$\times \frac{9\frac{\nu_{ef}(n_e;I)\omega_{pe}}{2\omega^2}}{(\omega_{pe}^2/\omega^2 - \mu)^2 + 9\frac{\nu_{ef}(n_e;I)\omega_{pe}}{2\omega^2}} + \frac{3L\omega\nu_{ef}^{1/2}(n_e;I)}{\sqrt{2}R_0\omega_{pe}^{3/2}}$$
$$\times \left[\mathrm{arctg}\,\frac{\sqrt{2}\omega(\omega_{pe}^2/\omega^2 - \mu)}{3\nu_{ef}^{1/2}(n_e;I)\omega_{pe}^{1/2}} + \mathrm{arctg}\,\frac{\sqrt{2}\omega\mu}{3\nu_{ef}^{1/2}(n_e;I)\omega_{pe}^{1/2}}\right]. \tag{6}$$

Формула (4) с коэффициентом поглощения (6) позволяет построить аналитическую зависимость амплитуды магнитного поля от масштаба неоднородности, показанную на рис. 6 красными линиями для резонансной плотности $3\cdot 10^{22}\,\mathrm{cm}^{-3}$ и плотности выше резонансной, $6\cdot 10^{22}\,\mathrm{cm}^{-3}$. Сравнение резонансного и нерезонансного значений плотности на рис. 6 показывает, что при плотности кластера выше резонансной заметно увеличить поглощение с помощью размытия границы и получения локального резонансного значения плотности не получается: удельный вес такой локальной области мал по сравнению с полным объемом кластера.

Подводя итоги численного и аналитического моделирования, можно отметить, что для достижения максимальной амплитуды магнитного поля, согласно (4), нужно увеличивать напряженность a_0 лазерного поля и коэффициент поглощения η_Σ. При этом для заданного радиуса кластера в формуле (4) есть предел a_{tr} роста напряженности a_0 лазерного поля и длительности τ_L лазерного импульса (за время действия импульса характерный радиус r_E орбит электронов не должен заметно измениться). Собрав вместе эти требования, мы получим оценки оптимальных для генерации сверхсильного магнитного поля параметров мишени с учетом контраста интенсивного лазерного импульса:

$$\frac{n_e(t_{Lp})}{n_{cr}} \approx 9a_0 = 9\left(\frac{I\lambda^2}{1.37\cdot 10^{18}\,\mathrm{W}(\mu\mathrm{m}^2/\mathrm{cm}^2)}\right)^{1/2},$$
$$I > 10^{18}\,\mathrm{W/cm}^2, \quad a_0 \approx \eta_\Sigma \frac{\eta_e(t_{Lp})}{9n_{cr}}\left(\frac{2\pi R_0}{\lambda}\right)^3,$$
$$\frac{c\tau_L}{R_0(t_{Lp})} \approx 4\left(\frac{m_i}{Zm_e a_0}\right)^{1/2}, \; a_0 \gg 1, \; L < 0.3R_0. \tag{7}$$

Сравнение 1-й и 2-й строк условий (7) показывает, что существует оптимальный радиус кластера $R_0^* \approx \eta_\Sigma^{-1/3}\lambda/2\pi$. Для максимального значения коэффициента поглощения (на рис. 2, *a*) и длине волны $1\,\mu$m оптимальный радиус $R_0^* \approx 200$ nm. Для получения оптимальной плотности кластера $n_e(t_{Lp}) \approx 9a_0 n_{cr}$ в условии (7) длительность предимпульса t_{Lp} и его интенсивность I_{Lp} должны удовлетворять следующему соотношению:

$$\left(\frac{I\lambda^2}{1.37\cdot 10^{18}\,\mathrm{W}(\mu\mathrm{m}^2/\mathrm{cm}^2)}\right)^{1/2}$$
$$\times \left(1 + 6\left(\frac{\eta_{Lp}I_{Lp}}{\rho_0}\right)^{2/3}\frac{t_{Lp}^2}{R_{i0}^2}\right)^{3/2} \approx \frac{Zn_{i0}}{9n_{cr}}. \tag{8}$$

Можно также отметить, что получение резонансной плотности и увеличение амплитуды поля осуществляется не только снижением плотности за счет предимпульса, но также искусственным снижением плотности (пористого) вещества и подбором максимальной степени ионизации атомов кластера, и это будет предметом следующей работы.

Заключение

В настоящей работе рассмотрено влияние лазерного предимпульса на генерацию квазистационарного магнитного поля напряженностью до нескольких десятков GGs и существующего в фокальной перетяжке сверхмощного короткого лазерного импульса. Влияние предимпульса с высоким контрастом (не сопровождающимся существенным изменением плотности кластера) незначительно. Понижение контраста (увеличение интенсивности и длительности предимпульса) приводит к разлету кластера,

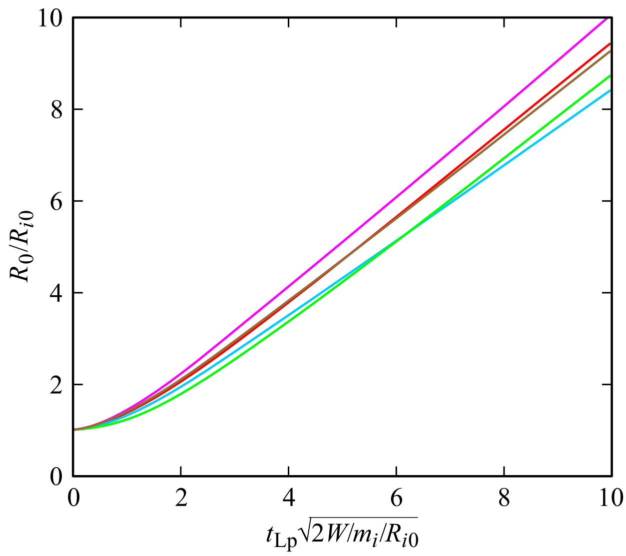

Рис. 7. Зависимость безразмерного радиуса кластера R_0/R_{i0} от безразмерной длительности предимпульса $t_{Lp}\sqrt{2W/m_i}/R_{i0}$, построенная по точной формуле (П2) — синяя, красная, зеленая кривые для $\varepsilon = 0, 0.5, 1$ и по аппроксимации (П5) — сиреневая, коричневая, голубая кривые для $\varepsilon = 0, 0.5, 1$.

уменьшению его плотности и появлению резонанса между плазменной частотой электронов кластера и лазерной частотой. Резонанс приводит к значительному (в несколько раз) росту поглощения момента импульса циркулярно-поляризованного лазерного излучения и, следовательно, к росту момента импульса, магнитного момента и магнитного поля, генерируемых вращающимися электронами кластера. Магнитное поле возрастает в несколько раз по сравнению с кластером твердотельной плотности и достигает амплитуды десятков GGs при лазерной интенсивности 10^{22} W/cm^2, что превышает в несколько раз амплитуду лазерного поля. Таким образом, при заданных параметрах лазерного импульса для генерации магнитного поля максимальной амплитуды существует оптимальная плотность, достижение которой возможно с помощью выбора интенсивности и длительности (контраста) предимпульса. Градиент плотности с масштабом, меньшим $\sim 30\%$ радиуса кластера, не влияет на амплитуду магнитного поля.

Финансирование работы

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ 23-22-00110. Результаты работы были получены с использованием вычислительных ресурсов суперкомпьютерного центра Санкт-Петербургского политехнического университета Петра Великого.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Приложение

Закон сохранения энергии (интеграл уравнения движения разлета иона на внешней границе кластера) под действием тепловых и кулоновских сил имеет вид

$$\frac{m_i}{2}\left(\frac{dR_0}{dt}\right)^2 + \frac{3Z_{Lp}T_{eLp}(1-k)R_{i0}^2}{R_0^2} + \frac{Z_{Lp}eQ}{R_0} = 3Z_{Lp}T_{eLp}(1-k) + \frac{Z_{Lp}eQ}{R_{i0}}. \qquad (\text{П1})$$

В работе [19] в (П1) дополнительно учитывается энергия взаимодействия иона с образовавшейся электронной оболочкой кластера, что приводит к дополнительному слагаемому $Q(R_0^2 - R_{i0}^2)/R_0^3$ в левой части (П1). В нашем случае из-за малости k и малости дебаевского радиуса электронов с температурой T_{rLp} влияние электронов учитывается тепловым ($\sim T_{eLp}$) слагаемым в (П1). Параметрическое решение уравнения (П1) имеет вид

$$R(\xi) = R_{i0}\big(\varepsilon/2 + (1-\varepsilon/2)\operatorname{ch}\xi\big),\ \ \xi \in [0;\infty[,$$

$$t(\xi) = \frac{R_{i0}}{\sqrt{2W/m_I}}\big((1-\varepsilon/2)\operatorname{sh}\xi + \varepsilon\xi/2\big),$$

$$W = 3Z_{Lp}T_{eLp}(1-k) + \frac{ZeQ}{R_{i0}},\ \ \varepsilon = ZeQ/WR_{i0}. \qquad (\text{П2})$$

Параметр $0 \le \varepsilon \le 1$ в (П2) отвечает за соотношение между кулоновскими и тепловыми силами, ускоряющими внешнюю границу кластера. При преобладании тепловых сил ($\varepsilon = 0$) из (П2) следует

$$R_{)} = \sqrt{R_{i0}^2 + c_s^2 t_{Lp}^2},\ \ c_s = \sqrt{6Z_{Lp}T_{eLp}(1-k)/m_i},$$

$$3T_{eLp}(1-k) \gg eQ/R_{i0}. \qquad (\text{П3})$$

При преобладании кулоновских сил ($\varepsilon = 1$ в (П2)) из (П2) следует

$$R(\xi) = R_{i0}\operatorname{ch}^2\xi,$$

$$t_{Lp}(\xi) = \sqrt{\frac{m_{OI}R_{i0}^3}{8Z_{Lp}eQ}}\,\big(2\xi + \operatorname{sh}(2\xi)\big),\ \ \xi \in [0;\infty[,$$

$$3T_{eLp}(1-k) \ll eQ/R_{i0}. \qquad (\text{П4})$$

Для практических оценок зависимости радиуса кластера от длительности предимпульса в интервале $R_{i0} \le R_{)} \le 10R_{i0}$ удобно воспользоваться простой аппроксимацией параметрической зависимости (П2):

$$R_0(t_{Lp}) \approx \sqrt{R_{i0}^2 + 2(1-0.3\varepsilon)Wt_{Lp}^2/m_i},$$

$$n_e(t_{Lp}) = Z_{Lp}n_{i0}\left(\frac{R_{i0}}{R_0(T_{Lp})}\right)^3. \qquad (\text{П5})$$

На рис. 7 приведено сравнение зависимостей безразмерного радиуса R_0/R_{i0} от безразмерной длительности предимпульса $t_{Lp}\sqrt{2W/m_i}/R_{i0}$, построенных по точной формуле (П2) — синяя, красная, зеленая кривые для $\varepsilon = 0, 0.5, 1$ и по аппроксимации (П5) — сиреневая, коричневая, голубая кривые также для $\varepsilon = 0, 0.5, 1$. Точности аппроксимации (П5) достаточно для оценки темпа разлета кластера под действием предимпульса в рассматриваемом в настоящей работе интервале радиусов $R_{i0} \leq R_0 \leq 5R_{i0}$.

Список литературы

[1] B.A. Remington, R.P. Drake, D.D. Ryutov. Rev. Mod. Phys., **78**, 755 (2006).
[2] Zs. Lecz, A. Andreev. PRR, **2**, 023088 (2020).
[3] А.А. Андреев, К.Ю. Платонов. Письма в ЖЭТФ, **112** (9), 598 (2020).
[4] А.А. Андреев, К.Ю. Платонов. Квант. электрон., **51**, 446 (2021).
[5] A.A. Andreev, K.Yu. Platonov, Zs. Lecz, N. Hafz. Sci. Rep., **11**, 15971 (2021). DOI: 10.1038/s41598-021-95465-x
[6] T. Fennel, K.-H. Meiwes-Broer, J. Tiggesbaumker, P.-G. Reinhard, P.M. Dinh, E. Suraud. Rev. Mod. Phys., **82**, 1793 (2010).
[7] M. Kalashnikov, A. Andreev, H. Schönnagel. AIP Conference Proceedings, **1228** (1), 175 (2010).
[8] K.B. Wharton, C.D. Boley, A.M. Komashko, A.M. Rubenchik, J. Zweiback, J. Crane, G. Hays, T.E. Cowan, T. Ditmire. Phys. Rev. E, **64**, 025401 (2001).
[9] A.A. Andreev, R. Sonobe, S. Kawata. Plasma Phys. & Control. Fusion, **48**, 1605 (2006).
[10] T. Ditmire, T. Donnelly, A.M. Rubenchik, R.W. Falcone, M.D. Perry. Phys. Rev. A, **53**, 3379 (1996).
[11] https://www.prism-cs.com/Software/Helios/overview.html
[12] М.В. Федоров. ЖЭТФ, **149** (3), 522 (2016).
[13] https://github.com/Warwick-Plasma/epoch
[14] V.P. Krainov, M.B. Smirnov. Phys. Rep., **370**, 237 (2002). DOI: 10.1016/S0370-1573(02)00272-7
[15] A.A. Andreev, A.N. Semakhin, V.V. Akulinichev. Probl. Nauchn. Priborostr., **3**, 884 (1993).
[16] А.А. Андреев, К.Ю. Платонов. Квант. электрон., **51**, 446 (2021).
[17] I. Kostyukov, J.-M. Rax. Phys. Rev. E, **67**, 066405 (2003).
[18] Д.Ф. Зарецкий, Ф.Ф. Корнеев, С.В. Попруженко. Квант. электрон., **37**, 565 (2007).
[19] M.B. Smirnov, V.P. Krainov. Laser Physics, **13**, 490 (2003).
[20] F. Brunel. Phys. Rev. Lett., **59**, 52 (1987).
[21] P. Gibbon, A.A. Andreev, K.Yu. Platonov. Plasma Phys. Control. Fusion, **54**, 045001 (2012). DOI: 10.1088/0741-3335/54/4/045001