

УСКОРЕНИЕ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ ПОЛЕМ ИНТЕНСИВНОГО ЛАЗЕРНОГО ИМПУЛЬСА

В.А. Буц, В.В. Кузьмин, А.П. Толстолужский

*Национальный научный центр «Харьковский физико-технический институт»,
Харьков, Украина*

E-mail: vbuts@kipt.kharkov.ua

Исследована динамика заряженных частиц в поле лазерного импульса большой амплитуды с линейной и эллиптической поляризациями. Показано, что в поле такого импульса происходит ускорение частиц с высоким темпом ускорения. Определены максимальные значения энергии, при которых возможно эффективное ускорение частиц. Выявлены механизмы ограничения такого эффективного ускорения. Проведено сравнение силы высокочастотного давления при ускорении частиц в вакууме и при ускорении частиц в плазме.

1. О СИЛАХ, ДЕЙСТВУЮЩИХ НА ЗАРЯЖЕННЫЕ ЧАСТИЦЫ В ПОЛЕ ЛАЗЕРНОГО ИМПУЛЬСА БОЛЬШОЙ ИНТЕНСИВНОСТИ

В последнее время большое внимание исследователей обращено на исследование динамики частиц в полях лазерного излучения большой интенсивности. Такой интерес вызван, прежде всего, возможностью эффективного ускорения до больших энергий и с большим темпом ускорения заряженных частиц, электронов и ионов. Механизмы ускорения частиц полем лазерного излучения потенциально открывают возможность создания компактных ускорителей, а также возможность доускорения заряженных частиц в существующих ускорителях. Возможности эффективного ускорения частиц, прежде всего, определяются теми силами, которые действуют на частицы. В настоящее время в многочисленных исследованиях (см., напр., [1-5]), в качестве такой силы используется потенциальная пондеромоторная сила (ПС), которая пропорциональна градиенту некоторого пондеромоторного потенциала $\nabla\Phi_p(a)$. Это выражение для силы хорошо описывает динамику частиц при малых амплитудах поля a . При больших значениях амплитуды применимость этой формулы вызывает сомнения.

В настоящей работе изложены результаты аналитического и численного исследований пондеромоторной силы в зависимости от амплитуды поля. Была выбрана простейшая одномерная модель лазерного импульса. Анализ этой модели показал, что при малых значениях безразмерной амплитуды ПС, пропорциональная градиенту потенциала, хорошо описывает реальную динамику частиц. При больших амплитудах обнаружены значительные расхождения. Отношение значений «строгой» силы, действующей на частицы, может существенно отличаться от потенциальной пондеромоторной силы. Обсуждаются возможные причины такого расхождения. Исследована динамика заряженных частиц в поле лазерного импульса большой амплитуды с линейной и эллиптической поляризациями. Показано, что при движении частиц в поле высокочастотного импульса происходит ускорение частиц с высоким темпом

ускорения. Показано, в частности, что при воздействии лазерного импульса круговой поляризации с параметром силы волны $a = 3$ на сгусток заряженных частиц с начальной энергией $\gamma_0 = 10$ происходит ускорение частиц до энергий $\gamma \approx 100$ на расстоянии 0,3 см. Темп ускорения достигает 15 ГэВ/м. Определены максимальные значения энергии, при которых возможно эффективное ускорение частиц. Выявлены параметры полей и частиц (энергий частиц), при которых рассматриваемый механизм остается эффективным. Проведено сравнение силы высокочастотного давления при ускорении частиц в вакууме и при ускорении частиц в плазме. Показано, что ускорение в плазме может быть эффективнее, чем в вакууме.

2. ПОНДЕРОМОТОРНАЯ СИЛА

Используемая в различных статьях пондеромоторная сила, действующая на электроны плазмы, записывается в виде градиента от некоторого потенциала:

$$\vec{F} = -mc^2 \nabla \Phi_p, \quad (1)$$

где m – масса электронов, c – скорость света в вакууме. Пондеромоторный потенциал Φ_p имеет вид (различие в нормировке поля на $\sqrt{2}$ (см., напр., [1-6])):

$$\Phi_p = \sqrt{1 + a^2},$$

где a – параметр силы волны, выражается формулой:

$$a = \frac{eE}{mc\omega} = 0,85\lambda \left(\frac{I}{10^{18}} \right)^{1/2}.$$

Здесь e и m – заряд и масса электрона, E – амплитуда напряженности электрического поля лазерного излучения, λ – длина волны излучения в микронах, ω – частота лазерного излучения, c – скорость света в вакууме, I – интенсивность излучения (Вт/см²). Из этой записи видно, что при больших a данная сила пропорциональна первой производной от амплитуды. Если взять общую запись силы, действующей на частицу в электромагнитном поле (см., напр., [7], §17), то

$$\vec{F} = e\vec{E} + \frac{e}{c} [\vec{v}\vec{H}]. \quad (2)$$

В этой записи все компоненты правой части пропорциональны амплитуде

$$E \propto a, H \propto a.$$

По этой причине оба слагаемых в выражении (2) для силы содержат линейную и квадратичную зависимости от напряженности поля волны.

В работе [5], для случая падения лазерного импульса на поверхность твердого тела, записаны условия, при которых сила (2) также пропорциональна первой степени a . Такое поведение силы связано с тем, что при больших амплитудах поля скорость частицы стремится к c , и не может далее возрастать. Следовательно, и сила становится пропорциональной a .

В работе [6] для сильных полей, действующих на прозрачную плазму, показано, что в поле плоской квазиомонохроматической волны с круговой поляризацией электрон совершает усредненное движение только вдоль оси OZ и только в этом направлении на него действует средняя сила

$$F = -m_0 c \left\langle \frac{\partial}{\partial \tau} \ln \left(1 + \frac{a^2}{2} \right) \right\rangle. \quad (3)$$

Здесь $\tau = t - z/c$. При достаточно больших амплитудах поля волны величина силы не зависит от амплитуды поля и определяется ее характерными изменениями в пространстве и во времени.

Такие расхождения в представлении силы, действующей на частицу, вызывают интерес к степени применимости данных подходов определения силы.

Рассмотрим величину силы, действующей на заряженную частицу в поле импульса плоской поперечной электромагнитной волны с медленно меняющейся амплитудой:

$$\vec{E}(\psi) = \text{Re}(\vec{A}(\psi)e^{i\psi}), \quad (4)$$

где: $\vec{A}(\psi) = \vec{\alpha} A_{\max} \exp(-\mu(\psi - \psi_0)^2)$, $\psi = \omega t - \vec{k}\vec{r}$,

$\vec{\alpha} \equiv \{\alpha_x, i\alpha_y, \alpha_z = 0\}$ – вектор поляризации волны.

При строгом подходе сила рассчитывалась исходя из решения системы уравнений движения (2) в виде [8,9]:

$$\dot{\vec{p}} \equiv \frac{d\vec{p}}{d\tau} = \text{Re} \left\{ \left[(1 - \vec{k}\vec{v}) \vec{A} + \vec{k} (\vec{v}\vec{A}) \right] e^{i\psi} \right\}, \quad (5)$$

где $\tau \equiv \omega t$, $\vec{k} \equiv \vec{k}/k_1$, $\vec{k} \equiv \{0, 0, k_z\}$, $k_1 \equiv \omega/c$, $\vec{\beta} \equiv \vec{v}/c$, $\vec{p} \equiv \vec{\beta}\gamma \equiv \vec{p}/m_0 c$ – импульс электрона, связанный со скоростью \vec{v} и энергией электрона γ соотношениями:

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} = \sqrt{1 + \vec{p}^2}, \quad \vec{p} = \frac{\vec{\beta}}{\sqrt{1 - \beta^2}}. \quad (6)$$

Тогда «строгая» сила, действующая вдоль оси z , имеет вид:

$$F_s = \dot{p}_z = \text{Re} \left[k (v_x A_x + v_y A_y) e^{i\psi} \right]. \quad (7)$$

«Градиентная» пондеромоторная сила, действующая вдоль оси z , согласно формуле (1), примет вид:

$$F_g = -\frac{2\mu A^2 (\psi - \psi_0)}{\sqrt{1 + A^2}}. \quad (8)$$

«Логарифмическую» пондеромоторную силу с учетом медленности изменения амплитуды лазерного импульса можно представить в виде:

$$F_{\log} = -2\mu (\psi - \psi_0) A^2 \frac{1 - 2\mu + \mu^2 (\psi - \psi_0)^2}{1 + A^2/2 (1 + \mu^2 (\psi - \psi_0)^2)}. \quad (9)$$

3. ЧИСЛЕННЫЙ АНАЛИЗ

Для постоянной амплитуды электромагнитного поля найдены аналитические решения уравнений (5,6) для импульсов и координат частицы в неявном виде [9] и были проанализированы условия, при которых возможно ускорение заряженных частиц полем волны в вакууме. Однако при взаимодействии заряженных частиц с полем лазерного импульса, амплитуда которого изменяется в пространстве и времени, получить аналитические решения уравнений (5) не представляется возможным. Для исследования динамики заряженных частиц в поле электромагнитного импульса с медленно меняющейся амплитудой был проведен численный анализ уравнений (5). Рассмотрены случаи линейной и круговой поляризации поля лазерного импульса при различных значениях параметров и максимальных амплитуд импульса гауссовой формы. Для выполнения условия медленного изменения амплитуды импульса был выбран параметр $\mu = 0,01$. Выбирая величину параметра $\psi_0 = 100$, мы, тем самым, обеспечиваем практическое равенство начальных условий для всех частиц, расположенных в интервале фаз $0 \leq \psi \leq 2\pi$. Начальные значения координат и импульсов полагались равными нулю.

Для лазерного импульса с круговой поляризацией проведен численный анализ поведения: «строгой» силы F_s , «градиентной» силы F_g , «логарифмической» силы F_{\log} , а также их отношений F_s/F_g и F_s/F_{\log} как функций амплитуд лазерного импульса в интервале $0 < A_{\max} < 10$; зависимости этих сил и зависимости быстро осциллирующих слагаемых силы F_s как функции времени для значений $A_{\max} = 0,1, 3, 10$. Исследована динамика движения заряженных частиц в поле лазерного импульса большой амплитуды с линейной и круговой поляризациями.

Результаты численного анализа представлены на графиках рисунков 1-3.

На Рис.1.1. приведены графики зависимости силы, действующей на частицу в продольном направлении, от величины амплитуды импульса. Для трех представлений силы F_s , F_g и F_{\log} поведение их амплитудных значений практически совпадают.

Таким образом, можно сделать вывод об одинаковой функциональной зависимости сил от амплитуды электромагнитного поля для всех трех рассмотренных представлений средних сил, действующих на частицу. Эта зависимость описывается квадратичным законом.

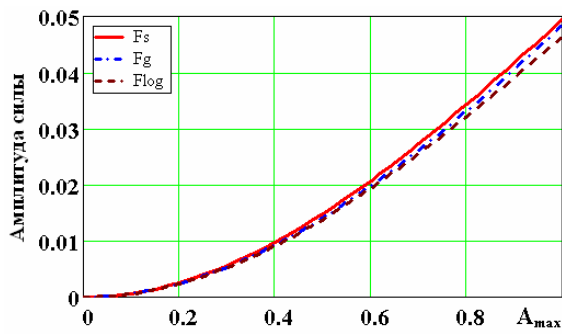


Рис.1.1. Зависимости амплитудных значений сил F_s, F_{log}, F_g от величины A_{max}

Рис.1.2 иллюстрирует зависимости рассматриваемых сил от времени для значения амплитуды лазерного импульса (параметр силы волны) $A_{max}=1$.

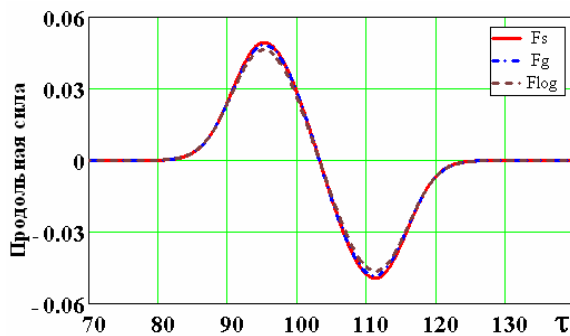


Рис.1.2. Зависимости значений сил F_s, F_{log}, F_g от времени при $A_{max}=1,0$

Положение нулевого значения силы во времени смещено относительно точки $\tau = \psi_0$, что указывает на смещение частицы вдоль оси Z.

На Рис.1.3 приведены зависимости как каждого слагаемого «строгой» силы, так и их суперпозиции полной силы F_s от времени.

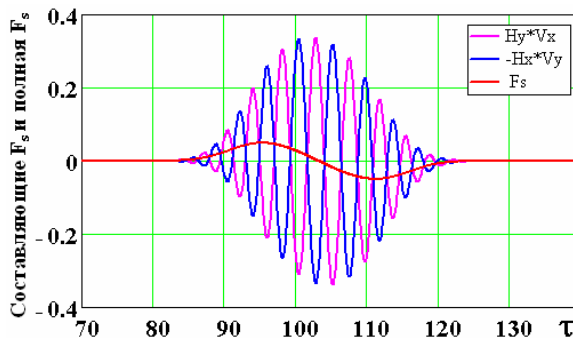


Рис.1.3. Зависимости слагаемых «строгой» силы и их суперпозиции F_s от времени при $A_{max}=1,0$

Как видно из этих графиков каждое из слагаемых этой силы является быстро осциллирующей функцией времени с переменной амплитудой и характеризует высокочастотное заполнение лазерного импульса, в то время как суперпозиция этих слагаемых медленно изменяется со временем. Период осцилляций слагаемых лишь незначительно изменяется во время взаимодействия импульса с частицей. Время этого взаимодействия практически совпадает с длительностью импульса.

На графиках Рис.2.1-2.5 представлены результаты численного анализа поперечной силы, действующей на заряженную частицу в диапазоне зна-

чений амплитуды лазерного импульса $0 < A_{max} \leq 3$ и $A_{max}=10$. Как видно из графиков Рис.2.1, иерархия продольных сил F_s, F_{log}, F_g и функциональная зависимость этих сил от амплитуды импульса существенно изменяются. С ростом амплитуды лазерного импульса происходит отклонение от квадратичного закона изменения сил как функций параметра силы волны, но сохраняется пропорциональность сил F_s, F_{log} .

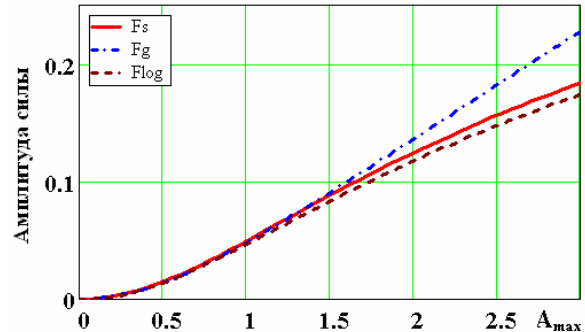


Рис.2.1. Зависимости амплитудных значений сил F_s, F_{log}, F_g от величины A_{max}

Зависимости величины скорости роста «строгой» и «логарифмической» сил (см. Рис.2.1) от амплитуды импульса уменьшаются и становятся меньше линейных, оставаясь практически одинаковыми. Как видно из Рис.2.2, для «градиентной» силы эта скорость, хотя и уменьшается, приближаясь к линейной, остается при этом выше, чем скорости роста двух других сил.

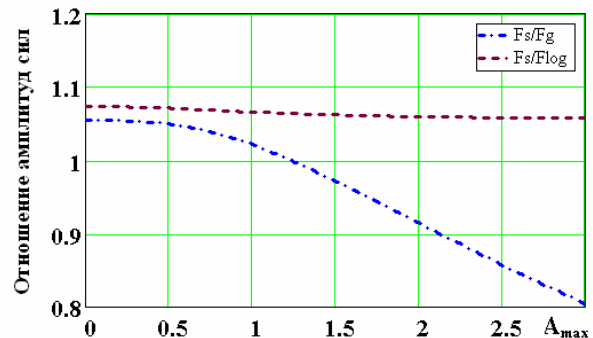


Рис.2.2. Зависимости отношений продольных сил $F_s / F_g, F_s / F_{log}$ от A_{max} .

Как видно из Рис.2.3, зависимость величины всех сил F_s, F_{log}, F_g от времени при $A_{max}=3$, действующих на частицу, остается зеркально симметричной относительно прохождения частицей максимума лазерного импульса, что соответствует нулевому значению силы.

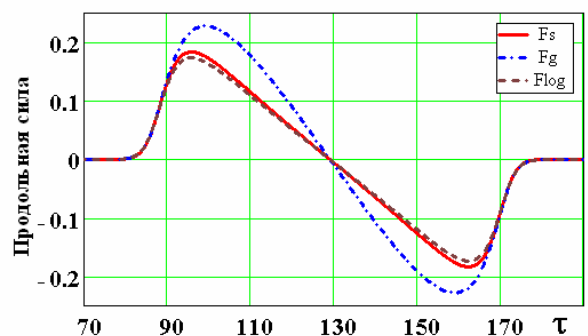


Рис.2.3. Зависимости амплитудных значений сил F_s, F_{log}, F_g от времени при $A_{max}=3$

Положение нулевого значения силы во времени смещено относительно точки $\tau = \psi_0$. Изменение «градиентной» силы F_g со временем значительно отличается от изменения сил F_s, F_{log} , а ее максимум более чем на 20 % выше других.

Таким образом, можно сделать вывод, что модель «градиентной» силы F_g хорошо согласуется с моделью «строгой» и «логарифмической» сил вплоть до значений параметра силы волны $A_{max} \leq 1,5$.

Зависимость слагаемых «строгой» силы и их суперпозиции – полной силы F_s , действующих на частицу, от времени приведены на Рис.2.4 для значения амплитуды лазерного импульса $A_{max} = 3$.

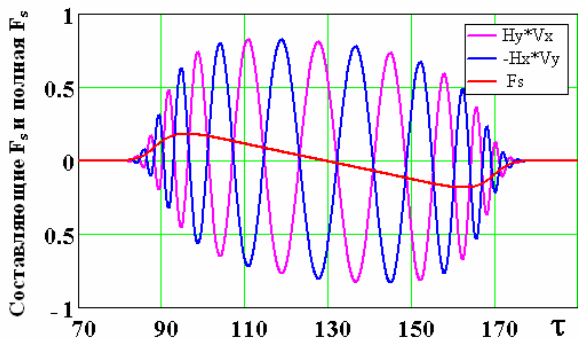


Рис.2.4. Зависимости слагаемых «строгой» силы и их суперпозиции F_s от времени при $A_{max} = 3$

В отличие от малых значений амплитуды импульса проявляется несимметричный характер для сил одного знака относительно положения максимума амплитуды импульса и явно видна их зеркальная симметрия относительно положения этого максимума. Кроме этого, наблюдается изменение периода сил, действующих на частицу на протяжении времени взаимодействия импульса с частицей. Период осцилляций изменяется с изменением действующего на частицу поля ε и может быть оценен с

помощью соотношения $T = \frac{T_0}{2} (1 + \frac{\varepsilon^2}{4})$ [9].

Как видно из Рис.2.5, имеет место увлечение частицы полем лазерного импульса по направлению распространения волны на величину порядка 100 длин волн лазерного импульса. Меняется характер динамики фазы поля $\psi = \tau - kz$, которую «видит» частица. В интервале времени, когда имеет место заметное влияние поля на характер динамики частицы, скорость изменения фазы существенно уменьшается.

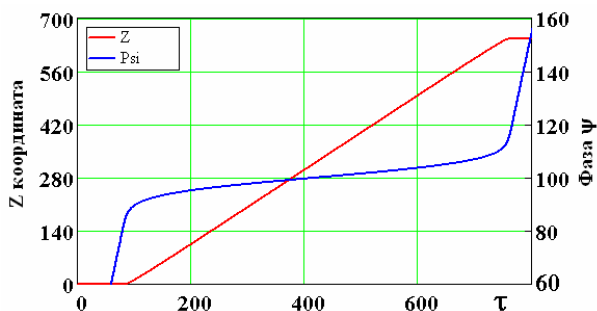


Рис.2.5. Зависимости координаты частицы z и фазы ψ от времени при $A_{max} = 10$

Зависимости p_z от времени для импульса с круговой и линейной поляризациями с параметром силы волны $A_{max} = 3$ для сгустка частиц с начальным импульсом $p_{z0} = 10$ приведены на Рис.3.1-3.2.

Как видно из этих графиков, сгусток частиц с начальной энергией $\gamma_0 \approx 10$ можно доускорить до энергий $\gamma_0 \approx 100$. Для случая с круговой поляризацией (см. Рис.3.1) ускорение происходит на расстоянии порядка 0,3 см, а темп ускорения достигает 15 ГэВ/м.

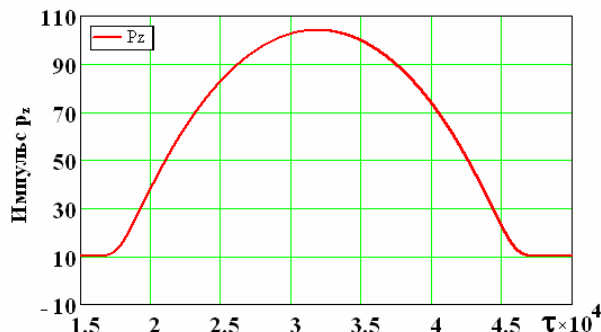


Рис.3.1. Зависимость импульса p_z от времени (круговая поляризация)

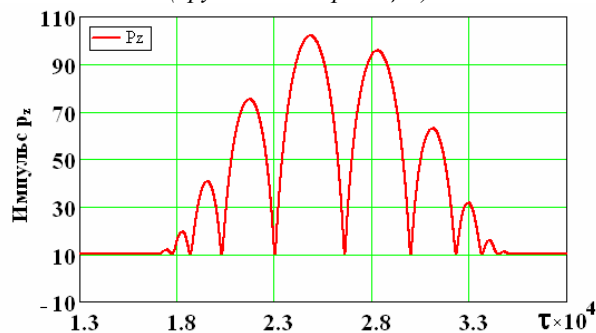


Рис.3.2. Зависимость импульса p_z от времени (линейная поляризация)

Для случая с линейной поляризацией (см. Рис.3.2) за время взаимодействия происходит многократное торможение и ускорение частиц. Локально темп ускорения может достигать 150 ГэВ/м. Для вывода частицы из зоны взаимодействия более предпочтительным является воздействие лазерным импульсом с круговой поляризацией, поскольку область, в которой можно реализовать вывод частиц из зоны взаимодействия, является более протяженной. Для импульса с линейной поляризацией протяженность области, пригодной для вывода частиц, примерно на порядок меньше, чем в случае с круговой поляризацией. На основе данной схемы возможно создание ускорителей, каждая из секций которого будет доускорять сгусток заряженных частиц. Однако с ростом начальной энергии частиц длина ускорения растет пропорционально квадрату начальной энергии, в то время, как максимальная энергия, набранная частицей, растет линейно [9]. Такая зависимость приводит к уменьшению темпа ускорения и снижению эффективности ускорения.

Из графика на Рис.3.3 видно, что вплоть до начальных энергий $\gamma_0 \approx 200$ темп ускорения остается порядка 1 ГэВ/м.

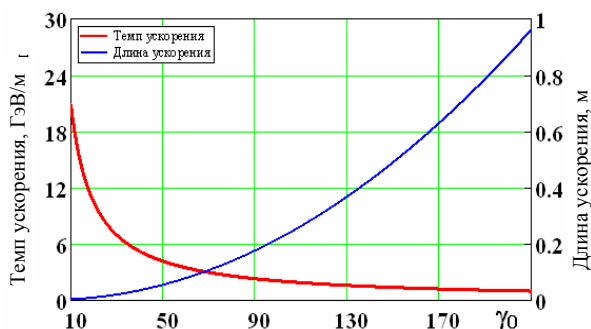


Рис.3.3. Темп ускорения и длина ускорения от начальной энергии частиц γ_0 (круговая поляризация) при $A_{\max}=3$

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Определены основные характеристики и особенности пондеромоторных сил, действующих на частицу в поле лазерного импульса большой интенсивности. Исследована динамика заряженных частиц в поле лазерного импульса большой амплитуды с линейной и круговой поляризациями и показана возможность эффективного ускорения частиц полем такого импульса в вакууме. Показано, в частности, что при воздействии лазерного импульса круговой поляризации с параметром силы волны $A_{\max}=3$ на сгусток заряженных частиц с начальной энергией $\gamma_0=10$ частицы сгустка ускоряются до энергий $\gamma \approx 100$, причем ускорение происходит на расстоянии 0,3 см. При этом темп ускорения составляет 15 ГэВ/м. На основе данной схемы возможно создание ускорителя, каждая из секций которого будет доускорять сгусток заряженных частиц. Определены максимальные значения энергии, при которых возможно эффективное ускорение частиц. Выявлены механизмы ограничения такого эффективного ускорения. Проведено сравнение силы высокочастотного давления при ускорении частиц в вакууме и при ускорении частиц в плазме. Интересной особенностью сил, действующих на частицы в плазме, является то, что эти силы остаются пропорциональными первой степени параметра силы волны даже при больших значениях этого параметра. Отметим, что в

вакууме эти силы выходят на насыщение с ростом параметра силы волны. Таким образом, плазма способствует процессу ускорения заряженных частиц. Такая особенность влияния плазмы требует более детального рассмотрения.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. P. Sprange. Nonlinear interaction of intense laser pulses in plasmas // *Phys. Rev. A.* 1992, v.41, №8, p.4463-4469.
2. S.C. Wilks, et al. Absorption of Ultra-Intense Laser Pulses // *Phys. Rev. Lett.* 1992, v.69, p.1383.
3. G. Malka, J.L. Miquel. Experimental Confirmation of Ponderomotive-Force Electrons Produced by an Ultrarelativistic Laser Pulse on a Solid Target // *Phys. Rev. Lett.* 1996, v.77, p.75.
4. Г.С. Саркисов, В.Ю. Быченков, В.Т. Тихончук и др. Цилиндрическая кумуляция быстрых ионов в кольцевом фокусе мощного субпикосекундного лазера // *Письма в ЖЭТФ.* 1997, т.66, в.1, с.787.
5. В.С. Беляев, В.П. Крайнов, В.С. Лисица, А.П. Матафонов. Генерация быстрых заряженных частиц и сверхсильных магнитных полей при взаимодействии сверхкоротких интенсивных лазерных импульсов с твердотельными мишенями // *УФН.* 2008, т.179, №8, с.823-847.
6. С.Н. Андреев, В.П. Макаров, А.А. Рухадзе. Средние силы, действующие на вещество в сильных лазерных полях // *Вопросы атомной науки и техники. Серия «Плазменная электроника и новые методы ускорения» (7).* 2010, №4, с.240-244.
7. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. *Теория поля.* М.: «Наука», 1973.
8. В.А. Балакирев, В.А. Буц, А.П. Толстолужский, Ю.А. Туркин. Динамика движения заряженных частиц в поле двух электромагнитных волн // *ЖЭТФ.* 1989, т.95, в.4, с.1231-1245.
9. В.А. Буц, А.В. Буц. Динамика заряженных частиц в поле интенсивной поперечной электромагнитной волны // *ЖЭТФ.* 1996, т.110, в.3(9), с.818-831.

Статья поступила в редакцию 15.10.2011 г.

ACCELERATION OF THE CHARGED PARTICLES BY THE INTENSE FIELD OF LASER IMPULSE

V.A. Buts, V.V. Kuz'min, A.P. Tolstoluzhsky

The dynamics of the charged particles in the field of laser impulse of large amplitude with linear and elliptic polarization is investigated. It is shown that at motion of particles in the field of such there is an acceleration of particles with the high rate of acceleration. The maximal values of energy are defined at which the effective acceleration of particles is possible. The mechanisms of limitation of such effective acceleration are found out. Comparison of force of high-frequency pressure is conducted at the acceleration of particles in the vacuum and at the acceleration of particles in plasma.

ПРИСКОРЕННЯ ЗАРЯДЖЕНИХ ЧАСТОК ПОЛЕМ ІНТЕНСИВНОГО ЛАЗЕРНОГО ІМПУЛЬСУ

В.О. Буц, В.В. Кузьмін, О.П. Толстолужський

Досліджено динаміку заряджених часток у полі лазерного імпульсу великої амплітуди з лінійною та еліптичною поляризаціями. Показано, що у полі такого імпульсу відбувається прискорення часток з високим темпом прискорення. Визначено максимальні значення енергії, при яких можливо ефективне прискорення часток. З'ясовано механізми обмеження такого ефективного прискорення. Проведено порівняння сили високочастотного тиску при прискоренні часток у вакуумі і при прискоренні часток у плазмі.