

## УСКОРЕНИЕ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ В ВАКУУМЕ ИНТЕНСИВНЫМИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫМИ ВОЛНАМИ

*В.А. Буц, В.В. Кузьмин*

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

*E-mail: vbuts@kipt.kharkov.ua*

Изложены основные результаты исследований динамики заряженных частиц в поле интенсивных электромагнитных волн и электромагнитных импульсов. Показано, что традиционные схемы ускорения типа обращенного лазера на свободных электронах в таких полях мало эффективны. Сняты ограничения на предельно возможные значения энергии ускоряемых частиц при лазерном ускорении, которые обусловлены радиационным трением.

### ВВЕДЕНИЕ

Динамика заряженных частиц в электромагнитных полях волн умеренной интенсивности к настоящему времени практически хорошо изучена. При этом под умеренными полями мы понимаем поля, параметр силы которых достаточно мал ( $\varepsilon = eE / mc\omega$ , здесь  $E$  – напряженность электрического поля волны;  $\omega$  – частота волны). В таких полях малость параметра силы волны во многих случаях позволяет исследовать динамику частиц практически аналитическими методами. Для эффективного обмена энергией между волной и частицами необходимо выполнение одного из условий резонансов. Условия резонансов практически означают длительное синхронное взаимодействие заряженных частиц с электромагнитной волной. Однако, если не предпринимать специальных условий, то нелинейные эффекты ограничивают величину передаваемой энергии от частиц к волне и в обратном направлении. Важным частным случаем, когда нелинейные эффекты не выводят заряженную частицу из резонанса с волной, является случай авторезонанса. Условия авторезонанса выполняются при взаимодействии заряженных частиц с волной в вакууме и в случае, когда электромагнитная волна строго распространяется вдоль однородного внешнего постоянного магнитного поля. Второй возможностью неограниченного ускорения заряженных частиц является стохастическое ускорение. Оно может быть реализовано, например, при перекрытии нелинейных циклотронных резонансов.

Если не принимать эти два случая во внимание, то обмен энергией между частицами и волнами ограничен шириной нелинейного резонанса. В последнее время значительные успехи достигнуты в создании электромагнитных полей исключительно большой напряженности. Параметр силы волны в таких полях уже близок к единице и может даже значительно превосходить её. Для десятисантиметрового диапазона длин волн это означает, что напряженность электрического поля волны должна превосходить величину  $10^5$  В/см. Для лазерного излучения ( $\lambda \sim 10^{-4}$  см) эта

напряженность уже больше  $10^{10}$  В/см. В таких полях параметр силы волны больше единицы. Анализ динамики движения частиц при этом значительно затруднен, так как отсутствует малый параметр. Кроме того, в полях такой напряженности за время порядка периода волны скорость частицы достигает скорости, близкой к скорости света. Эффективный обмен энергией между волнами и частицами при этом может происходить за очень короткие времена. Длительный синхронизм в этих условиях может оказаться не необходимым, т.е. резонансы взаимодействия волн и частиц перестают играть определяющую роль в обмене энергией между ними. Особенности динамики заряженных частиц в таких полях к настоящему времени изучены очень мало. Некоторые результаты таких исследований содержатся, например, в работах [1-4,8-10].

В настоящей работе изложены основные результаты исследований динамики заряженных частиц в поле интенсивных электромагнитных волн и электромагнитных импульсов. Прежде всего, показано, что традиционная схема ускорения типа обращенного лазера на свободных электронах в таких полях мало эффективна. При её реализации развивается стохастическая неустойчивость ускоряемых частиц, которая приводит к разбросу ускоряемых частиц по энергиям и к разрушению ускоряемого сгустка. Сняты ограничения на предельно возможные значения энергии ускоряемых частиц при лазерном ускорении, которые обусловлены радиационным трением. Показано, что силы трения в таких полях могут способствовать передаче энергии от лазерного излучения к частицам. Найдены аналитические условия, при выполнении которых силы трения способствуют ускорению. Эта особенность динамики заряженных частиц при наличии сил трения особенно существенна при взаимодействии волн с кластерами.

### СХЕМА ОБРАЩЕННОГО ЛАЗЕРА НА СВОБОДНЫХ ЭЛЕКТРОНАХ

Одной из перспективных схем ускорения, позволяющим ускорять заряженные частицы в вакууме, является схема обращенного лазера на свободных электронах (ОЛСЭ). В этой схеме

заряженные частицы движутся в поле двух электромагнитных волн с заданными параметрами. При этом предполагается, что нелинейное взаимодействие заряженной частицы с полем этих двух поперечных электромагнитных волн эквивалентно взаимодействию заряженной частицы с медленной электромагнитной волной, которая имеет фазовую скорость, близкую к средней скорости частиц. Кроме того, эта эквивалентная волна имеет продольную компоненту электрического поля. Практически речь идет о черенковском взаимодействии ускоряемых заряженных частиц с комбинационной волной. Такая схема ускорения заряженных частиц широко обсуждается в научной литературе. Она обладает многими важными особенностями, из которых мы отметим только тот факт, что ускорение происходит в вакууме и поперечными электромагнитными волнами. Следует, однако, отметить, что в большинстве случаев лазерное излучение представляет собой многомодовое излучение. В этом случае, как показано в работе [7], в схеме ОЛСЭ развивается стохастическая неустойчивость. Поэтому для реализации ОЛСЭ необходимо использовать одномодовые лазерные потоки. Отметим также следующий факт, что ускорение в ОЛСЭ происходит силами, пропорциональными  $E^2$ . Поэтому желательно использовать в этих схемах ускорения лазерные поля как можно большей интенсивности. Однако, как будет показано в настоящей работе, даже в случае одномодовых лазеров, при достаточно большой напряженности лазерного излучения, в схеме ОЛСЭ также развивается стохастическая неустойчивость. Однако при достаточно умеренных полях область фазового пространства со стохастическими траекториями занимает незначительную область в окрестности сепаратрисы. И только при достаточно больших напряженностях полей эта область может занимать практически все фазовое пространство. Ниже будут определены значения напряженности полей, при которых стохастическая неустойчивость играет существенную роль и при которых ею можно пренебречь.

Для реализации эффективного обмена энергии в схеме ОЛСЭ необходимо изучить особенности динамики заряженных частиц в поле нескольких поперечных электромагнитных волн. Особое внимание при этом мы будем обращать на зависимость этой динамики от напряженности полей этих волн.

Рассмотрим динамику движения заряженных частиц в поле нескольких электромагнитных волн. Выражения для электрических и магнитных полей этих волн можно представить в таком виде:

$$\vec{E} = \sum_n \vec{E}_n, \quad \vec{H} = \sum_n \vec{H}_n, \\ \vec{E}_n = \text{Re}(\mathbf{E}_n e^{i\psi_n}), \quad \vec{H}_n = \frac{c}{\omega_n} [\vec{k}_n \vec{E}_n], \quad (1)$$

где:  $\psi_n = \vec{k}_n \vec{r} - \omega_n t$ .

Эти поля удовлетворяют уравнениям Максвелла.

Уравнения движения заряженной частицы в полях (1) имеют традиционный вид:

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

Используя эти уравнения, аналогично тому, как это сделано в [7], получим следующее уравнение для фазы частицы в поле комбинационной волны:

$$\ddot{\theta} = \left( \frac{\partial \Delta}{\partial \gamma} \right)_{\gamma_0} \frac{E \Omega}{\gamma_0} \cos \theta + F(\tau). \quad (3)$$

Здесь  $F(\tau)$  – периодическая функция,  $\Delta$  – расстройка от черенковского резонанса частицы с полем комбинационной волны,  $\tau \equiv \omega_0 t$ .

Уравнение (3) правильно описывает динамику частиц при малых амплитудах действующих на них волн. И чем меньше амплитуды этих волн, тем точнее описываемая динамика.

Нас интересует динамика как при малых, так и при больших напряженностях поля. Поэтому мы провели серию численных исследований исходной системы уравнений (2). Численно исследовалась динамика частиц в наиболее интересной конфигурации полей, которая представляет собой поле двух распространяющихся навстречу друг другу электромагнитных волн. Такая конфигурация как раз соответствует схеме ускорения ОЛСЭ. Основные результаты этих численных исследований заключаются в следующем:

- если амплитуды волн малы,  $\vec{E}_1$  и  $\vec{E}_2$  меньше 0,1, качественно динамика частиц соответствует динамике математического маятника;
- когда амплитуды волн становятся большими 0,1, динамика некоторых частиц, а именно тех частиц, которые попадают в окрестность сепаратрисы математического маятника, становится хаотической. Причем, чем больше амплитуда волн, тем большее количество частиц ускоряемого ступка включается в хаотическую динамику;
- только те частицы, которые оказываются в нулевых фазах комбинационной волны, не участвуют в хаотической динамике, они находятся в островке устойчивости. Однако с увеличением амплитуды, таких частиц становится меньше.

Для иллюстрации сформулированного выше результата о возникновении хаотической динамики частиц в поле двух поперечных электромагнитных волн на Рис.1 представлена характерная зависимость продольного импульса частицы от времени. Из этого рисунка видна нерегулярная динамика движения частицы. Эта же нерегулярность движения подтверждается статистическим анализом: спектры движения широкие (Рис.2), корреляционная функция быстро спадает, показатели Ляпунова положительны.

Полученные численные результаты находятся в хорошем качественном согласии с анализом динамики частиц на основе уравнения (3).

Выше мы уже говорили о том, что в большинстве случаев поле лазерного излучения многомодовое. В этих условиях стохастическая неустойчивость развивается как результат

перекрывания двух нелинейных черенковских резонансов. Схематически рассмотренная схема ускорения представлена на Рис.3-5. На Рис.5 представлена дисперсия участвующих в ускорении волн. Видно, что образуются две медленные комбинационные волны, с каждой из которых ускоряемая частица может находиться в черенковском резонансе.

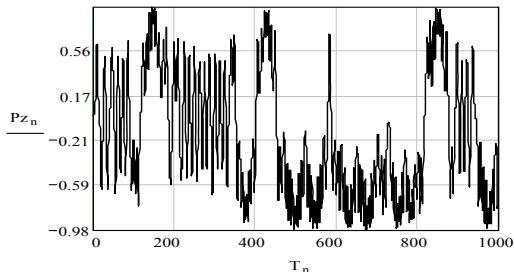


Рис.1. Зависимость продольного импульса частицы от времени

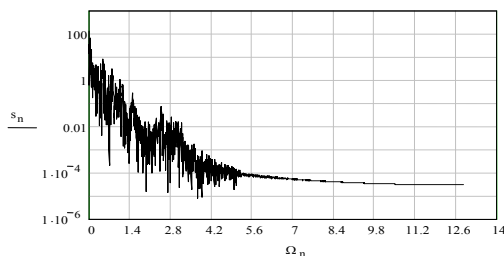


Рис.2. Спектр движения частицы

Уравнение для медленных фаз можно представить в виде

$$\ddot{\theta}_i = \left( \frac{\partial \Delta}{\partial \gamma} \right)_{\gamma_0} \frac{\mathbf{E} \cdot \boldsymbol{\Omega}}{\gamma_0} \cos \theta_i + F_i(\tau), \quad i = 1, 2. \quad (4)$$

Это уравнение аналогично уравнению (3) и каждое в отдельности описывает нелинейную динамику медленной фазы частицы относительно соответствующей комбинационной волны. В уравнениях (4) наличие функций  $F_i(\tau)$  приводит как и в рассмотренном выше случае к расщеплению сепаратрисы и к возникновению стохастического слоя вблизи нее. Однако более существенным является возможность перекрытия нелинейных резонансов. Именно это перекрытие определяет глобальную стохастическую неустойчивость даже при малых значениях амплитуд лазерного излучения. На Рис.4 на фазовой плоскости представлена схема нелинейных резонансов (4).

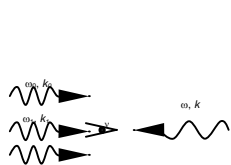


Рис.3. Схема ускорения

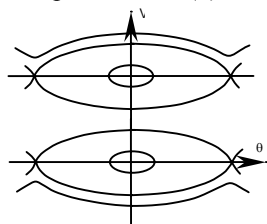


Рис.4. Схема нелинейных резонансов

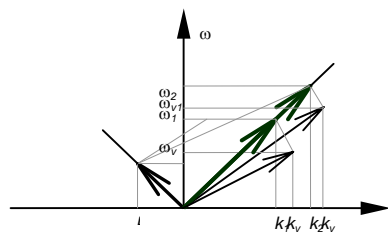


Рис.5. Дисперсия участвующих в ускорении волн

В отличие от случая, когда могут существовать две медленные комбинационные волны, в рассмотренном нами случае (случае одномодового лазерного излучения) существует только одна медленная комбинационная волна. В этом случае стохастическая неустойчивость обусловлена только наличием функции  $F(\tau)$ . Эта функция возникла в результате влияния каждого из лазерных потоков на динамику ускоряемых частиц в поле комбинационной волны. Стохастическая неустойчивость в этом случае оказывается существенной только при больших значениях поля лазерного излучения ( $E \geq 0.3$ ).

### РОЛЬ СИЛ ТРЕНИЯ ПРИ ЛАЗЕРНОМ УСКОРЕНИИ

При ускорении электрона лазерным излучением ускоряемые частицы осциллируют в лазерном поле. При этом возникает интенсивное излучение. Это излучение также, как и излучение в циклических ускорителях, может ограничивать энергию, которую могут приобрести ускоряемые частицы. Ограничения на максимальную энергию можно получить, приравняв ускоряющие силы силам радиационного трения. Так, например, в работе [3], рассматривая ускорение электронов полем лазерного излучения, авторы приравнивали силу радиационного трения ускоряющим силам (силам высокочастотного давления). В результате они нашли, что в поле лазерного излучения электроны не могут приобрести энергию большую, чем 200 МэВ ( $\lambda \sim 1 \mu k$ ). При этом, так как сила высокочастотного давления и сила радиационного трения пропорциональны  $\epsilon^2$ , то этот результат не зависит от напряженности поля лазерного излучения. В этом смысле он универсален.

В настоящем разделе мы покажем, что силы трения, в том числе и силы радиационного трения, могут способствовать передачи энергии от внешнего лазерного поля ускоряемым частицам. Кроме того, будет показано, что известное ограничение [3] на максимальную величину энергии в 200 МэВ, которую могут приобрести частицы в поле лазерного излучения, в общем случае отсутствует. Отметим, что впервые на необычную роль сил трения при движении заряженных частиц в поле интенсивной электромагнитной волны было указано в работе [4].

Рассмотрим наиболее простую модель, которая описывает динамику заряженной частицы в поле лазерного излучения. Пусть частица движется в

поле однородной плоской электромагнитной волны. Поле этой волны представим в виде:

$$\vec{E} = \text{Re}\{\vec{E}_0 \exp(i\Psi)\}; \vec{H} = \text{Re}\left\{\left[\frac{\vec{k}\vec{E}}{k_0}\right]\right\}.$$

Здесь  $\Psi = \omega \cdot t - \vec{k} \cdot \vec{r}$ ,  $\vec{E}_0 = \vec{\alpha} \cdot E_0$ ,  $\vec{\alpha} = \{\alpha_x, i\alpha_y, \alpha_z\}$ ,  $k_0 \equiv \omega/c$ .

При этом будем считать, что существуют силы трения, которые тормозят частицу. Вначале мы рассмотрим модель, в которой не будем конкретизировать природу этих сил. Затем рассмотрим конкретно силы радиационного трения. Уравнение движения заряженной частицы в безразмерных переменных  $\vec{p} = \vec{p}/mc$ ,  $\tau = \omega t$ ,  $\vec{r} = k_0 \vec{r}$ ,  $\vec{k} = \vec{k}/k_0$ ,  $\vec{\varepsilon} = e\vec{E}_0/mc\omega$ ,  $\tau = \omega \cdot t$  можно записать в виде:

$$\frac{d\vec{p}}{d\tau} = \text{Re}\left\{\left((1 - \vec{k}\vec{v})\vec{\varepsilon} + \vec{k}(\vec{v}\vec{\varepsilon})\right)\exp(i\Psi) - \mu\vec{v}\right\}. \quad (5)$$

Это уравнение отличается от изученного в [1,2,3] только наличием силы трения. Из (5) можно получить следующее соотношение:

$$\frac{d}{dt}\{\vec{p} - \vec{k}\gamma + \text{Re}(i\vec{\varepsilon} \exp(i\Psi))\} = -\mu[\vec{v} - \vec{k}v^2], \quad (6)$$

где  $\gamma = \sqrt{1 + p^2}$ .

Если трение отсутствует ( $\mu = 0$ ), то выражение в фигурной скобке представляет интеграл уравнения (5). Чтобы упростить приведенные ниже формулы, будем считать, что взаимодействие частицы с полем волны происходит в вакууме, что волна линейно поляризована и распространяется вдоль оси  $z$ , т.е. будем считать, что

$$\vec{\varepsilon} = (\varepsilon, 0, 0); \vec{\alpha} = (1, 0, 0), \vec{k} = (0, 0, 1).$$

В этом случае векторное уравнение (13) можно существенно упростить:

$$\begin{aligned} p_x' &= \varepsilon \cdot \cos \Psi - \mu(p_x / I), \\ p_z' &= (p_x \cdot \varepsilon / I) \cdot \cos \Psi - \mu(p_z / I), \\ p_y' &= 0, I' = -\mu[1 - (1/\gamma \cdot I)]. \end{aligned} \quad (7)$$

Здесь введены такие величины и обозначения:  $I = \gamma - p_z$ ;  $I' \equiv dI/d\Psi$ .

В дальнейшем удобно сделать такую замену:

$$\begin{aligned} p_x &= \varepsilon \cdot \sin \Psi + (p_{x,0} - \varepsilon \cdot \sin \Psi_0) + \rho_x, \\ p_z &= (p_x^2 / 2I) + (p_{z,0} - p_{x,0}^2 / 2I_0) + \rho_z. \end{aligned} \quad (8)$$

Из системы (7) легко найти следующие уравнения для определения  $\rho_x$  и  $\rho_z$ :

$$\begin{aligned} \rho_x' &= -(\mu/I)[\rho_x + \varepsilon \cdot \sin \Psi], \\ \rho_z' &= -(\mu/I)\left[\rho_z + \left(p_x^2 / 2 \cdot \gamma \cdot I^2\right) - (p_x / I)\right]. \end{aligned} \quad (9)$$

Нас, прежде всего, интересуют условия, при которых силы трения не тормозят частицы, а способствуют передачи энергии от лазерного излучения к этим частицам. Это произойдет при уменьшении величины  $I$ . Из последнего уравнения системы (7) видно, что это будет при выполнении условия  $\gamma \cdot I > 1$ . При нулевых начальных условиях

это неравенство всегда выполняется. Следует заметить, что также легко можно найти примеры условий, при которых силы трения будут тормозить частицы. Так, например, при  $p_{x,0} = 0$ ,  $p_{z,0} = 3$ ,  $\varepsilon \sim 0.5$  величина  $\gamma \cdot I$  будет меньше единицы ( $\gamma \cdot I < 1$ ). При выполнении этих условий частица тормозится силами трения.

Рассмотрим теперь роль сил радиационного трения. Нас будут интересовать большие напряженности полей ( $E \geq 1$ ). Поэтому мы можем ограничиться случаем релятивистского движения. Для этого случая безразмерную силу радиационного трения можно представить в виде [5]:

$$\vec{F}_f = \frac{\omega}{\Omega} (F_{ik} \cdot u^k) \cdot (F^{mn} \cdot u_n) \cdot \vec{v}, \quad (10)$$

где  $F_{ik}$  – тензор электромагнитного поля;  $u^k$  – четырехвектор скорости;  $\vec{v}$  – трехмерный вектор скорости, «частота»  $\Omega_e = 3mc^3 / 2e^2 = 1,8 \cdot 10^{23} \text{ с}^{-1}$ .

В нашем случае мы имеем только две компоненты электромагнитного поля ( $E_x, H_y$ ). Учитывая, что  $E_x = H_y$ , а также, что четырехвектор скорости в наших обозначениях имеет вид  $u^k = (\gamma, \vec{p})$ ,  $u_n = (\gamma, -\vec{p})$ , силу радиационного трения можно представить следующим выражением:

$$\vec{F}_f = -\frac{\omega}{\Omega} \cdot \varepsilon^2 \cdot I^2 \cdot \frac{\vec{p}}{\gamma} \cdot \cos^2(\psi). \quad (11)$$

Из (11) видно, что динамика частиц в этом случае качественно аналогична предыдущей. Кроме того, динамика частиц в поле волны изучалась численными методами. Качественно результаты этого исследования хорошо совпадают с аналитическими результатами. Многие результаты имеют и количественное совпадение. Более детальное описание особенностей такой динамики содержится в [10].

Следует заметить, что в общем случае аналитическое решение задачи о движении заряженных частиц в поле электромагнитной волны с учетом сил радиационного трения представляет собой большие трудности. В частности, поэтому в работе [9] для исследований особенности динамики частиц в этих условиях рассматривается более простая задача – задача о движении заряженных частиц в скрещенных постоянных электрическом и магнитном полях. В настоящей работе изложены результаты практически полного аналитического решения задачи о движении заряженной частицы в поле электромагнитной волны произвольной напряженности при учете сил трения, в том числе при учете сил радиационного трения.

## ДВИЖЕНИЕ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ ВО ВНЕШНЕМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ И ПОЛЕ ПЛОСКОЙ ВОЛНЫ БОЛЬШОЙ АМПЛИТУДЫ

Рассмотрим движение заряженной частицы в

поле плоской электромагнитной волны с произвольной поляризацией при наличии постоянного внешнего магнитного поля  $\mathbf{H}_0$ .

Ниже мы будем рассматривать наиболее простую структуру поля электромагнитной волны

$$\vec{E} = \{0, E_y, 0\}, \quad \vec{H} = \{0, 0, H_z\}, \quad \vec{k} = \{k_x, 0, 0\}.$$

Такая структура позволяет записать уравнения движения в наиболее простом виде:

$$\begin{aligned} \frac{d\vec{r}}{dt} &= \frac{\vec{P}}{\gamma}, \\ \frac{dP_x}{d\tau} &= -k \frac{P_y}{\gamma} (-E_y \sin(\psi) + H_0), \\ \frac{dP_y}{d\tau} &= -E_y \sin(\psi) + k \frac{P_x}{\gamma} (-E_y \sin(\psi) + H_0). \end{aligned} \quad (12)$$

Уравнения (12) сохраняют все особенности, необходимые для иллюстрации особенностей динамики частиц в сильных полях.

В общем случае, то есть в случае произвольного значения параметра силы волны, уравнения (12) можно проанализировать только численными методами. Нами было проведено широкое численное изучение этих уравнений. Наиболее существенные результаты этих исследований можно сформулировать так [6]:

1. В случае малых значений параметра силы волны ( $\omega = \omega_H$ ;  $\varepsilon = 0.1$ ), динамика частиц соответствует привычной динамике при циклотронных резонансах. Максимальное значение импульса в этом случае ограничено нелинейным циклотронным резонансом. При увеличении амплитуды электромагнитной волны максимальное значение импульса растет пропорционально  $\sqrt{\varepsilon}$ .

2. В поле интенсивной электромагнитной волны ( $\omega = \omega_H$ ;  $\varepsilon = 2$ ) динамика частиц качественно отличается от предыдущего случая. Эта разница заключается в том, что максимальное значение импульса частицы значительно вырастает. Этот рост можно объяснить перекрытием нелинейных циклотронных резонансов. Кроме того, можно заметить, что движение частиц имеет особенности, характерные для локальной неустойчивости.

3. Когда интенсивность волны велика ( $\varepsilon > 1$ ), условия циклотронного резонанса перестают играть решающую роль в процессах взаимодействия

заряженных частиц с электромагнитными волнами. Иллюстрацией этого факта являются результаты численного изучения (12). Численно было показано, что даже при значениях частоты электромагнитной волны, превышающей в два раза циклотронную частоту или в два раза меньшую циклотронной частоты, ускорение частиц имеет место. Однако, максимальное значение импульса не достигает значений, которые достигаются при выполнении условий циклотронного резонанса.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Б.М. Болотовский, А.В. Серов. Особенности движения частиц в электромагнитной волне // *УФН*. 2003, т.173, №6, с.667-678.
2. 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.
3. Н.Б. Баранова, М.О. Скалли, Б.Я. Зельдович. Ускорение заряженных частиц лазерными пучками // *ЖЭТФ*. 1994, т.105, в.3, с.469-486.
4. V.A. Buts. Peculiarities of particles and field dynamics at critical intensity of electromagnetic waves (part 1) // *Problems of Atomic Science and Techno-logy*. 2005, №1, p.119-121.
5. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. *Теория поля*. М.: «Наука», 1967, с.460; А.В. Буц, В.А. Буц. Ускорение плазмы полем лазерного излучения // *Электромагнитные волны и электронные системы*. 2001, т.6, №6, с.50-56.
6. В.А. Буц, В.В. Кузьмин. Динамика частиц в полях большой интенсивности // *Успехи современной радиоэлектроники*. 2005, №11, с.5-20.
7. В.А. Буц. Эффективность схем ускорения заряженных частиц типа обращенного лазера на свободных электронах // *ЖТФ*. 1990, т.60, в.6, с.133-134.
8. С.В. Буланов, Т.Ж. Есиркепов, Дж. Кога, Т. Таджима. Взаимодействие электромагнитных волн с плазмой в радиационно-доминантном режиме // *Физика плазмы*. 2004, т.30, №3, с.221-240.
9. В.А. Буц, В.В. Кузьмин. Ускорение заряженных частиц интенсивным лазерным излучением // *Успехи современной радиоэлектроники*. 2007, №6, с.68-75.

*Статья поступила в редакцию 25.10.2007 г.*

## ACCELERATION OF THE CHARGED PARTICLES IN VACUUM BY INTENSE ELECTROMAGNETIC WAVES

*V.A. Buts, V.V. Kuz'min*

The general results of the investigations of the charged particles dynamics in field of intense electromagnetic waves and electromagnetic impulse are represented. It is shown, that the traditional scheme of the acceleration, such as inverse free electron laser in such fields has no high efficiency. The limitation on maximum energy, which particles can received and which is caused by radiation friction are removed.

## ПРИСКОРЕННЯ ЗАРЯДЖЕНИХ ЧАСТОК У ВАКУУМІ ІНТЕНСИВНИМИ ЕЛЕКТРОМАГНІТНИМИ ХВИЛЯМИ

*В.А. Буц, В.В. Кузьмін*

Викладено основні результати досліджень динаміки заряджених часток у поле інтенсивних електромагнітних хвиль й електромагнітних імпульсів. Показано, що традиційна схема прискорення типу зверненого лазера на вільних електронах у таких полях мало ефективна. Знято обмеження на гранично можливі значення енергії часток, що прискорюють, при лазерному прискоренні, які обумовлені радіаційним тертям.