УДК 533.9

ДИНАМИКА ЧАСТИЦ В ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ПОЛЯХ БОЛЬШОЙ АМПЛИТУДЫ

В.А. Буц

ННЦ "Харьковский физико-технический институт", 61108, Харьков, Украина;

E-mail: vbuts@kipt.kharkov.ua

Представлен обзор некоторых последних результатов исследования динамики заряженных частиц в полях электромагнитных волн большой напряженности. Показано, что силы трения, в частности, сила радиационного трения, могут приводить к существенному улучшению передачи энергии от электромагнитной волны к частице. Введено понятие эффективного резонанса. Наличие таких резонансов приводит к ограничению стохастического ускорения частиц.

1. ВВЕДЕНИЕ

К настоящему времени динамика частиц при взаимодействии волн с частицами в деталях изучена, когда напряженности полей электромагнитных волн достаточно малы (см., например, [1-4] и цитируемую там литературу). Под мерой малости мы понимаем малость величины $\mathbf{E}=eE/mc\omega$. Здесь E, ω – амплитуда и частота волны; e, m – заряд и масса частицы, c – скорость света. Этот параметр называют параметром силы волны или параметром нелинейности. По порядку величины этот параметр равен отношению работы, которая совершается волной над частицей на расстоянии равном длине волны, к энергии покоя частицы. Он равен также отношению осцилляторной скорости частицы в поле волны к скорости света. Отметим, что в последнем случае осцилляторная скорость определена таким образом, что может быть больше скорости света. Для 10 см-излучения этот параметр оказывается порядка единицы, когда напряженность электрического поля волны достигает 10^5 В/см. Для лазерного излучения ($\lambda = 10^{-4}$ *см*) напряженность поля должна превосходить 10^{10} В/см. В подавляющем большинстве экспериментов этот параметр мал. В этом случае значительный обмен энергией между частицами и электромагнитными волнами происходит за времена значительно больше периода, т.е. взаимодействие частиц с полем должно быть длительным. Поэтому особую роль играют условия длительного синхронизма заряженной частицы с фазами электромагнитных волн. Эти условия имеют вид резонансных условий. Если же напряженности полей велики $\mathbf{E}\geq 1$, то частица приобретает скорость, близкую к скорости света, в течение периода электромагнитной волны, т.е. обмен энергией может быть очень быстрым. Резонансные условия при этом теряют свою исключительность. Они теряют свою исключительность и тогда, когда нелинейные резонансы перекрываются. Заметим, что это может происходить и при достаточно малой величине параметра силы волны. Этот случай мы также будем относить к случаю волны большой напряженности. Действительно, хотя при этом параметр **E** мал, воспользоваться его малостью для выделения резонансов не представляется возможным.

Отметим важную особенность взаимодействия плоской поперечной электромагнитной волны с частицами в вакууме. Если параметр **E** мал, то частица, в основном, совершает поперечные (относительно направления распространения волны) колебания. Если же параметр нелинейности велик (**E**>>1), то основное движение частица совершает вдоль направления распространения волны. В этом же направлении она приобретает и максимальную скорость, поэтому существенно увеличивается период волны, которую воспринимает частица.

Говоря об ускорении частиц полем лазерного излучения, следует сказать об ограничении на величину приобретаемой энергии, которая обусловлена наличием сил радиационного трения. Так в работе [4] авторы, приравняв силу радиационного трения пондеромоторной силе, которая ускоряет частицы, нашли, что частица не может принимать энергию большую 200 МэВ ($\lambda \sim 1\mu k$). Ниже мы покажем, что это ограничение может быть снято. Более того, будет показано, что силы трения могут способствовать приобретению энергии частицами от волны, т.е. они могут подстраивать фазовые соотношения между частицей и волной таким образом, что частица эффективнее отбирает энергию у волны.

2. ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ

Рассмотрим заряженную частицу (электрон), которая движется во внешнем постоянном магнитном поле величины H_0, направленном вдоль оси z и в поле электромагнитной волны произвольной поляризации. Эта волна имеет следующие компоненты

$$\varepsilon = \mathrm{Re}\,\mathrm{E}\exp\left(i\mathbf{kr} - i\omega t\right);$$
$$\mathrm{E} \equiv \left\{ \mathrm{E}_0\left(\alpha_x, i\alpha_y, \alpha_z\right)\right\} \qquad (1)$$
$$\vec{H} = \mathrm{Re}\frac{c}{\omega}\left[\vec{k}\vec{E}\right]\exp\left(i\mathbf{kr} - i\omega t\right),$$

где $\alpha \equiv \left\{\alpha_x, i\alpha_y, \alpha_z\right\}$ – вектор поляризации волны. Без ограничения общности можно считать, что вектор k имеет только две отличные от нуля компоненты – k_x и k_z. Если время измерять в ω^{-1}, скорость в c, величину волнового вектора k в ω/c, импульс в mc и ввести безразмерную амплитуду поля $\varepsilon = eE_0/mc\omega$, то уравнения движения частицы можно привести к виду

$$\dot{\vec{P}} = \left(1 - \frac{kp}{\gamma}\right)\mathrm{Re}\left(\vec{\varepsilon}\, e^{i\psi}\right) + \frac{\omega_H}{\gamma}\left[\vec{p}\vec{e}\right] + \frac{k}{\gamma}\mathrm{Re}\left(\vec{p}\vec{\varepsilon}\right)e^{i\psi}; \qquad (2)$$

$$\dot{\vec{r}} = p/\gamma;\ \dot{\psi} = kp/\gamma - 1,$$

где

$$\tau \equiv \omega t,\ e \equiv H/H_0;\omega_H \equiv eH_0/mc\omega;$$

$$\psi = \vec{k}\vec{r} - \tau.$$

Отметим, что безразмерная амплитуда поля ε совпадает с параметром силы волны. Помножив первое из уравнений (2) на p и учитывая, что $p^2 = \gamma^2 - 1$, получим следующее уравнение для изменения энергии частицы

$$\dot{\gamma} = \mathrm{Re}\left(v\varepsilon\right)e^{i\psi}. \qquad (3)$$

Используя это уравнение из уравнений (2), найдем следующий интеграл движения:

$$p - \mathrm{Re}\left(i\varepsilon\, e^{i\psi}\right) + \omega_H\left[re\right] - k\gamma = const. \qquad (4)$$

Интеграл (4) является обобщением известных интегралов. Обобщение заключается в учете произвольного направления между вектором k и внешним магнитным полем H_0, а также в учете параметра силы волны ε. Для дальнейшего удобно перейти к новым переменным $p_\perp$, $p_\|$, θ, ξ и η, которые связаны со старыми следующими соотношениями

$$p_x = p_\perp\cos\theta,\ p_y = p_\perp\sin\theta,\ p_z = p_\|,\ x = \xi - \frac{p_\perp}{\omega_H}\sin,\ y = \eta + \frac{p_\perp}{\omega_H}\cos\theta. \qquad (5)$$

С этими переменными уравнения (2) с учетом интеграла (4), примут вид:

$$\dot{p}_\perp = \left(1 - k_z v_z\right)\sum_n\left(\varepsilon_x\frac{n}{\mu}J_n - \varepsilon_y J_n'\right)\cdot \cos\theta_n + k_x v_z\varepsilon_z\sum_n\frac{n}{\mu}J_n\cos\theta_n;$$

$$\dot{\theta} = -\frac{\omega_H}{\gamma} + \frac{\left(1 - k_z v_z\right)}{p_\perp}\cdot \sum_n\left(\varepsilon_x J_n' - \varepsilon_y\frac{n}{\mu}J_n\right)\sin\theta_n + \frac{k_x v_\perp}{p_\perp}\varepsilon_y\sum J_n\sin\theta_n + \frac{k_x v_z}{p_\perp}\varepsilon_z\sum_n J_n'\cdot\sin\theta_n; \qquad (6)$$

$$\dot{p}_\| = \sum_n\cos\theta_n\left[\varepsilon_z J_n - k_z v_\perp\varepsilon_y J_n' + \frac{n}{\mu}J_n\left(k_z v_\perp\varepsilon_x - k_x v_\perp\varepsilon_z\right)\right];$$

$$\dot{\xi} = -\frac{1}{\omega_H}\sum_n J_n\cdot\sin\theta_n\left[\varepsilon_y\left(1 - k_z v_z\right) + \frac{n}{\mu}k_x v_\perp\varepsilon_y\right];$$

$$\dot{\gamma} = \sum_n\cos\theta_n\left[J_n\left(v_\perp\varepsilon_x\frac{n}{\mu} + v_z\varepsilon_z\right) - v_\perp\varepsilon_y J_n'\right];$$

$$\dot{z} = v_z;\ \theta_n = k_z z + k_x\xi - n\theta - \tau;\ \mu = p_\perp/\omega_H$$

При получении (6) мы воспользовались разложением

$$\cos\left(x - \mu\sin\theta\right) = \sum_{n=-\infty}^{\infty}J_n\left(\mu\right)\cos\left(x - n\theta\right). \qquad (7)$$

Рассмотрим случай малых амплитуд электромагнитной волны ($\varepsilon << 1$). При этом эффективное взаимодействие частицы с волной происходит при выполнении одного из резонансных условий

$$\Delta_s\left(\gamma_o\right) \equiv k_z v_{z0} + s\frac{\omega_H}{\gamma_0} - 1 = 0. \qquad (8)$$

Считая условие (8) выполненным и вводя резонансную фазу $\theta_s = s\theta - \tau$ из системы уравнений (6), получим после усреднения следующие уравнения движения:

$$\dot{p}_\perp = \frac{1}{p_\perp}\left(1 - k_z v_z\right)W_s\cdot\varepsilon_0\cos\theta_s;\ \dot{p}_z = \frac{1}{\gamma}k_z W_s\varepsilon_0\cos\theta_s;$$

$$\dot{\theta}_s = \Delta_s \equiv k_z v_z + s\frac{\omega_H}{\gamma} - 1;\quad \dot{\gamma} = \frac{\varepsilon_0}{\gamma}W_s\cdot\cos\theta_s; \qquad (9)$$

где $W_s \equiv \alpha_x p_\perp\frac{s}{\mu}J_s - \alpha_y p_\perp J_s' + \alpha_z p_z J_s,\ \mu \equiv k_x p_\perp/\omega_H$.

Последнее уравнение системы (9) является следствием остальных. При получении (9) мы пренебрегли членами, пропорциональными $\Delta_s\varepsilon_0$.

Следует обратить внимание, что система уравнения (9) получена после усреднения по быстроменяющимся фазам (нерезонансным фазам). При этом, в зависимости от параметров волны и частицы, возможны резонансы на различных гармониках циклотронной частоты, т.е., в принципе, величина S может приобретать различные целочисленные значения. Однако, если волна распространяется строго вдоль направления внешнего постоянного магнитного поля и ее поперечной структурой можно пренебречь, то в полученных выше формулах следует положить $k_x \to k_y \to 0$. При этом $\mu \to 0$. Следствием этого является тот факт, что отличными от нуля остаются только члены, описывающие резонансы с $s = 0, \pm 1$, т.е. описывающие черенковский резонанс, а также резонансы на нормальном и аномальном эффектах Доплера. Таким образом, возбуждение гармоник циклотронной частоты обусловлено неоднородной поперечной структурой возбуждаемого поля.

3. ВЛИЯНИЕ СИЛ РАДИАЦИОННОГО ТРЕНИЯ НА ДИНАМИКУ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ В ПОЛЕ ИНТЕНСИВНОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Если заряженная частица движется в вакууме и находится в поле плоской электромагнитной волны большой интенсивности, то такая частица увлекается этой волной в направлении распространения волны. Отметим основные особенности такого увлечения [5]. Если частица первоначально покоилась, то скорость ее увлечения (средняя скорость движения частицы в направлении распространения волны) оказывается порядка $v = c\cdot\varepsilon^2/\left(4 + \varepsilon^2\right)$, где $\varepsilon = eE/mc\omega$ - параметр силы волны, который мы считаем большим единицы. Как результат этого увлечения меняется и период волны, который «воспринимает» частица: $T = T_0 \cdot \left(1+\varepsilon^2/4\right)$. Особенностью динамики является тот факт, что поперечный импульс частицы является периодической функцией, а средний поперечный импульс её равен нулю. Продольный импульс периодически меняется, но средняя величина этого импульса отлична от нуля:

$$p_z = \varepsilon^2\left(1-\cos 2\psi\right), \psi = \tau - z.$$

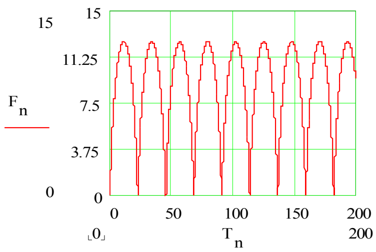

Рис.1.

На рис.1 представлена зависимость продольного импульса (F_n) от времени для первоначально покоящейся частицы, в отсутствии силы трения, когда параметр силы волны равен 5 ($\varepsilon = 5, \mu = 0$). Как видно из формулы и рисунка, продольный импульс вначале нарастает, достигает максимального значения, а затем спадает до нуля. Этот процесс повторяется с периодом $T/2$.

Если же частица имела достаточно большую начальную энергию, то динамика её может качественно измениться. Так, период волны относительно частицы становится равным $T = T_0 \cdot \left(\gamma^2 + \gamma^2 \cdot \varepsilon^2/2\right)$. Увеличение периода в этом случае обусловлено двумя факторами. Первый фактор, который определяет появление первого слагаемого в этой формуле, обусловлен кинематическим эффектом Доплера. Второе слагаемое обусловлено нелинейной динамикой частицы в поле интенсивной электромагнитной волны.

Максимальная величина продольного импульса в этом случае также существенно возрастает: $p_z = p_{z,0} + \varepsilon^2 \cdot \gamma/2$. Отметим также, что в поле интенсивной электромагнитной волны ($\varepsilon >> 1$) частица, в основном, совершает продольные движения в отличие от динамики частицы в полях умеренной амплитуды ($\varepsilon << 1$), в которых частица, в основном, совершает поперечные движения.

Для целей ускорения заряженных частиц полем лазерного излучения представляет интерес найти условия, при которых частица набирала бы энергию от поля и как можно меньше ее теряла. Такие условия реализуются, например, в фокусе лазерного излучения. При этом напряженность электромагнитной волны становится функцией координаты. Как результат – баланс ускоряющих и тормозящих сил нарушается. Возникает сила высокочастотного давления, которая может ускорять частицы. Использование сил высокочастотного давления для ускорения заряженных частиц широко обсуждается в литературе. В частности, показано (см., например, [4]), что возможности такого ускорения ограничены силами радиационного трения. Приравнивая силы высокочастотного давления силам радиационного трения, в работе [4] получено ограничение максимальной энергии в 200 МэВ, которую может достигнуть заряженная частица при лазерном ускорении (при длине волны в 1 мкм.). При этом, так как сила высокочастотного давления и сила радиационного трения (обе) пропорциональны ε^2, этот результат не зависит от напряженности поля лазерного излучения. В этом смысле он универсален. Этот результат, безусловно, правилен. Однако он правилен при ускорении частиц пондеромоторным потенциалом. Ниже мы покажем, что эти ограничения на величину достижимой энергии при лазерном ускорении, в общем случае, отсутствуют. Более того, мы покажем, что силы радиационного трения могут способствовать процессу передачи энергии от поля лазерного излучения к частицам.

ВЛИЯНИЕ СИЛ ТРЕНИЯ НА ДИНАМИКУ ЧАСТИЦ

Будем рассматривать динамику частицы в поле однородной плоской электромагнитной волны, которая распространяется в вакууме вдоль оси z. Эта волна имеет только две компоненты электромагнитного поля: E_x, H_y. При этом будем считать, что существуют силы трения, которые тормозят частицу. Вначале мы рассмотрим простую модель, в которой не будем конкретизировать природу этих сил. Затем, рассмотрим конкретно силы радиационного трения. И в том, и в другом случае мы покажем, что силы трения нарушают баланс тормозящих и ускоряющих сил и могут способствовать более эффективному отбору энергии частицами от лазерного излучения. Уравнение движения заряженной частицы в поле плоской однородной электромагнитной волны с учетом силы трения имеет вид:

$$\frac{dp}{dt} = q\vec{E} + \frac{1}{c}\left[\vec{v} \cdot \vec{H}\right] + \vec{F}_f. \qquad (10)$$

Это уравнение отличается от изученного в [5] только наличием силы трения. Если эта сила отсутствует, то динамика продольного движения заряженной частицы представлена на рис.1. При этом величина $I \equiv \gamma - p_z = const$ является интегралом уравнения (10). Отметим, что здесь и везде ниже мы используем общепринятые безразмерные переменные (например, импульс измеряется в единицах mc, время в периодах поля: $p = p/mc$, $\tau = \omega \cdot t$). Если же сила трения присутствует, то эта величина I уже перестает быть интегралом. Будем считать, что силу трения можно представить в виде $F_f = -\mu\, p/\gamma$, где $\mu = const$. Тогда для определения зависимости этого интеграла I от времени из (10) можно получить следующее уравнение:

$$\frac{dI}{d\tau} = -\mu\frac{I}{\gamma} + \frac{\mu}{\gamma^2} \qquad (11)$$

Общее решение уравнения (11) можно записать в виде:

$$I = \exp(-)\cdot\int_0^{\tau}\frac{\mu}{\gamma^2}\cdot\exp(+)\cdot d\tau \;, \qquad (12)$$

где $\exp(\pm) \equiv \exp(\pm\,\mu\int^{\tau} d\tau\,/\,\gamma\,)$.

Анализ этого решения затруднен тем фактом, что мы не знаем динамики изменения энергии частицы во времени. Однако качественную картину поведения интеграла I со временем легко получить из уравнения (11). Действительно, если пренебречь вторым слагаемым в правой части уравнения (11) (сильно релятивистский случай), то видно, что величина интеграла экспоненциально стремится к нулю. Из уравнения (11) также видно, что $I = 1/\gamma$ является стационарной точкой этого уравнения. Более того, эта точка является устойчивой точкой. Таким образом, величина интеграла I стремится к величине $1/\gamma$. Характерное время обратно пропорционально параметру μ. Уменьшение величины интеграла означает рост величины p_z и, соответственно, энергии частицы. Дополнительный анализ показывает, что величина поперечного импульса при этом практически не меняется. Таким образом, мы видим, что наличие затухания может приводить к нарушению баланса сил торможения и ускорения и к более эффективному отбору энергии. Из формулы (10) можно оценить и максимальную величину продольного импульса, который может достигнуть частица: $p_z \sim \varepsilon^2/\mu$.

Рассмотрим теперь конкретно роль сил высокочастотного трения. Нас будут интересовать большие напряженности полей ($\mathbf{E} \geq 1$), поэтому мы можем сразу ограничиться случаем релятивистского движения. Для этого случая безразмерную силу радиационного трения можно представить в виде [1]:

$$\vec{F}_f = \frac{\omega}{\Omega}\left(F_{ik}\cdot u^k\right)\cdot\left(F^{mn}\cdot u_n\right)\cdot\vec{v}\,, \qquad (13)$$

где F_{ik} - тензор электромагнитного поля; u^k - четырехвектор скорости; v - трехмерный вектор скорости, «частота» $\Omega_e = 3mc^3/2e^2 = 1{,}8\cdot10^{23}$ 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 $u^k = (\gamma, p)$, $u_n = (\gamma, -p)$, силу радиационного трения можно представить следующим выражением:

$$\vec{F}_f = -\frac{\omega}{\Omega}\cdot\varepsilon^2\cdot I^2\cdot\frac{p}{\gamma}\cdot\cos^2(\psi)\,. \qquad (14)$$

Следует заметить, что сила радиационного трения пропорциональна четвертой степени заряда частицы. Поэтому, если движется не одна частица, а сгусток из N частиц, то сила радиационного трения быстро растет с увеличением числа частиц: $F_f \sim N^4$. Из формулы (14) мы видим, что в данном случае коэффициент μ уже является сложной функцией времени. Однако качественный анализ поведения интеграла можно провести аналогично предыдущему случаю. Легко видеть, что в данном случае величина интеграла со временем уменьшается, хотя не так быстро как в предыдущем случае. Это связано с тем, что с уменьшением I сила трения также быстро уменьшается. Как и в предыдущем случае, точка $I = 1/\gamma$ является устойчивой стационарной точкой. Таким образом, качественно влияние силы радиационного трения аналогично предыдущему случаю. Существенным отличием является только тот факт, что сама величина радиационного трения быстро убывает с уменьшением интеграла I.

РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННОГО АНАЛИЗА

Уравнение (10) было изучено численными методами. Качественно результаты численного счета хорошо совпадают с аналитическими результатами. Наиболее характерные особенности динамики частицы представлены на рисунках 2-5. На рис.2 представлена зависимость продольного импульса от времени при наличии силы трения.

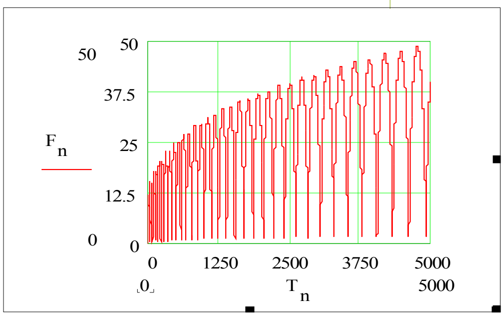

Рис.2

Параметры поля и начальные условия для частицы те же, что и на рис.1: $\varepsilon = 5$, $\mu = 5\cdot10^{-3}$. Видно, что при отсутствии трения (см. рис.1) максимальное значение продольного импульса достигает величины $\varepsilon^2/2$. При наличии же трения эта величина существенно возрастает. Причем, чем больше сила трения, тем рост быстрее, однако, максимальное значение меньше. Динамика поперечного импульса практически не меняется от присутствия силы трения (см. рис.3).

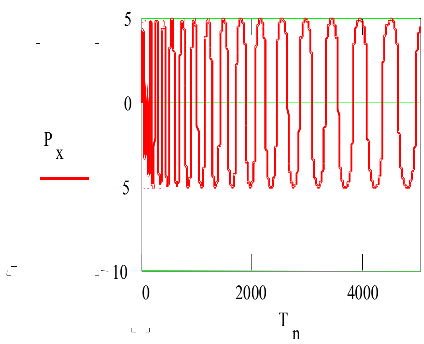

Рис.3.

Эти факты хорошо согласуются с полученными выше аналитическими результатами. Если следить за динамикой частиц на больших временах или если начальная энергия достаточно велика, то, как мы описывали выше, сила радиационного трения играет все меньшую роль. Так на рис.4 представлена зависимость продольного импульса от времени при следующих значениях параметров: $\varepsilon = 5$, $\mu = 5 \cdot 10^{-3}$, $p_{z,0} = 20$. Из этого рисунка также видно, что энергия частиц достигает величины превышающей 200 МэВ. Величина поперечного импульса при этом практически не меняется. На рис.5 представлена эта зависимость при тех же значениях параметров, что и на рис.4.

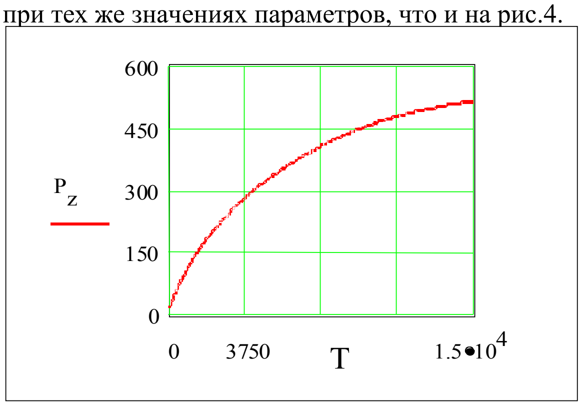

Рис.4.

4. ДИНАМИКА ЧАСТИЦ ПРИ НАЛИЧИИ ОДНОРОДНОГО ПОСТОЯННОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ

При взаимодействии заряженных частиц с электромагнитными волнами при наличии однородного постоянного магнитного поля возможны два механизма неограниченного набора энергии заряженными частицами. Первый из этих механизмов – это известный механизм авторезонанса, а второй – стохастическое ускорение заряженных частиц, когда нелинейные циклотронные резонансы перекрываются. В случае авторезонанса - волна должна распространяться вдоль направления внешнего магнитного поля. Взаимодействие волны с частицей должно происходить в вакууме. В этом случае интегралы (4) совпадают с резонансами и частица, находясь в циклотронном резонансе с волной, остается в этом резонансе неограниченно долго. Во втором случае частицы, совершая движение вдоль интегралов, могут переходить из одного циклотронного резонанса в другой благодаря тому, что эти резонансы перекрыты. Характерной особенностью динамики частиц во втором случае является их стохастический характер. Набор энергии при этом происходит, как результат диффузии частиц в пространстве энергии. Анализ численных результатов этого механизма ускорения заряженных частиц показывает, однако, что динамика частиц отличается от диффузионной динамики. При этом набор энергии на отдельных интервалах времени происходит значительно быстрее, чем по закону диффузии, однако, в целом, набор энергии частицами замедляется. Ниже мы предлагаем модель динамики частиц в этом случае. Эта модель позволяет объяснить многие важные особенности этой динамики. Рассмотрим ее. Пусть частица движется в однородном постоянном магнитном поле, которое направлено вдоль оси z, и в поле плоской электромагнитной волны. Системой уравнений, которая описывает динамику частицы в этом случае, является система урав-

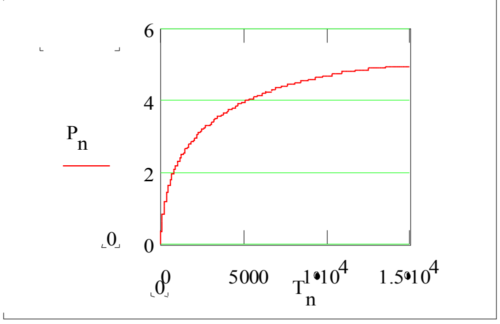

Рис.5.

ний (2). Для наших целей эту систему удобно переписать в виде:

$$\frac{d\gamma}{d\tau} = \frac{\varepsilon}{\gamma} \cdot \sum_n W_n \cdot \cos\theta_n, \qquad \frac{d\theta_n}{d\tau} = \left(k_z v_z + n\omega_H / \gamma - 1\right) \tag{15}$$

где W_n - определена в формуле (9).

Если напряженность поля волны мала, то эта система представляет собой систему невзаимодействующих нелинейных осцилляторов, порожденных циклотронными резонансами. Критерием того, что они не взаимодействуют (изолированы) является условие, что ширина каждого из этих нелинейных циклотронных резонансов ($\Delta\gamma = 4\sqrt{\varepsilon \cdot W_n / \left|k_z^2 - 1\right|}$) значительно меньше расстояния между этими циклотронными резонансами ($\delta\gamma = \omega_H / \left|k_z^2 - 1\right|$). Нас будет интересовать, прежде всего, случай больших напряженностей полей. При этом циклотронные резонансы перекрыты. Больше того, они сильно перекрыты, т.е. параметр $K = \Delta\gamma / \delta\gamma$ значительно больше единицы. При перекрытии циклотронных резонансов развивается стохастическая неустойчивость. При этом приращение средней энергии частиц можно определить формулой

$$\langle\Delta\gamma\rangle = D \cdot \sqrt{\tau}\ . \tag{16}$$

В общем случае, выражение для D громоздкое, однако, её величина, в основном, определяется величинами ε и W_n. Из (16) следует, что при $\tau \to \infty$ средняя энергия неограниченно растет. Однако из определения W_n видно, что с ростом энергии эта функция быстро падает. Может произойти срыв стохастического ускорения. Исключение составляет случай, когда $\mu \to n$. Так, при нормальном распространении волны ($k \perp H_0$) и $\alpha_x = \alpha_z = 0$, $\alpha_y = 1$, $p_z = 0$ получаем $p_\perp \sim \gamma$, $\mu \sim n$, $W_n \approx 0.4 \cdot \omega_H \cdot \sqrt[3]{n}$. Отсюда следует, что начавшееся стохастическое ускорение будет продолжаться неограниченно долго. Однако это не так. Действительно, из (15) следует, что с ростом γ в течение некоторого времени τ_* некоторое число m резонансов остается практически неразличимым. В результате образуется эффективный нелинейный резонанс. Легко видеть, что ширина этого резонанса с ростом числа неразличимых резонансов растет как $\sqrt{m}$, ($\Delta\gamma_{eff} = 4\sqrt{m \cdot \omega_H \cdot \varepsilon \cdot n^{1/3}}$) в то время как расстояние между такими резонансами растет пропорционально m. При $m > 6.4 \cdot \varepsilon \cdot \sqrt[3]{\gamma} / (\omega_H)^{4/3}$ эффективные резонансы не перекрываются и движение частицы ограничивается областью одного эффективного резонанса. Можно говорить о срыве стохастического ускорения, когда ширина эффективного резонанса становится меньше приращения энергии, которую получает частица, диффундируя в пространстве энергии при развитии стохастической неустойчивости. Предположим, что начальная энергия частиц меньше максимальной ($\Delta\gamma \approx \gamma$). Тогда, полагая $n = m$, легко найти следующее значение энергии, при котором произойдет ограничение механизма стохастического ускорения.

$$\gamma \approx 51 \cdot \left(\frac{\varepsilon^7}{\omega_H^5} \right)^{1/4} \qquad (17)$$

Следует иметь в виду, что движение частиц в области эффективного резонанса локально неустойчиво. Поэтому небольшие изменения начальных условий могут существенно изменить всю динамику.

Результаты численного анализа исходных уравнений движения (2) находятся в хорошем качественном согласии с изложенной моделью возникновения эффективных резонансов. В качестве примера на рис.6 представлена зависимость поперечного импульса частицы от времени при $H=\varepsilon=3, \beta=3, \Omega=1$. Видно, что есть временные участки, на которых частица приобретает энергию значительно быстрее, чем по закону диффузии. Однако в среднем частица набирает энергию меньшую, чем она бы приобрела за это время в результате стохастической неустойчивости.

ВЛИЯНИЕ СИЛ ТРЕНИЯ НА ДИНАМИКУ ЧАСТИЦ

Как мы видели выше, наличие сил трения, в частности, сил радиационного трения, может положительно влиять на эффективность передачи энергии от электромагнитных волн частицам при лазерном ускорении. Аналогичная ситуация имеет место и при наличии однородного постоянного магнитного поля. В качестве примера на рис.6,7 представлена временная динамика поперечного импульса заряженной частицы при отсутствии сил трения (рис. 6) и при их наличии (рис.7). При этом силу трения мы моделировали функцией $f = -\mu \cdot p/\gamma$, а значения параметров были те же, что и на рис.6. Видно, что наличие даже незначительных сил трения ($\mu = 10^{-3}$) может приводить к регуляризации движения и к значительно более эффективному набору энергии частицами. Следует, однако, отметить, что во многих случаях диссипация приводит к уменьшению энергии, которую может набрать частица. Иллюстрацией факта локальной неустойчивости может служить рис.8. На этом рисунке приведена эволюция импульса частицы при тех же значениях параметров, что и на рис.6,7 с тем отличием, что в начальный момент времени частица расположена в точке $x = 0.1$, а не в нуле.

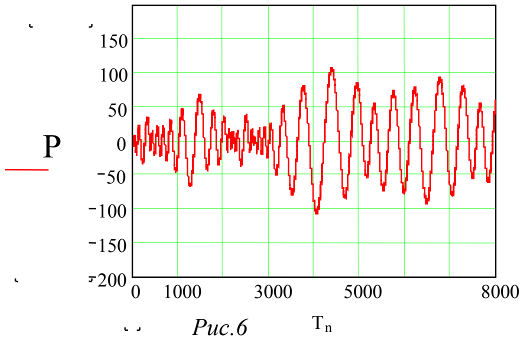

Рис.6

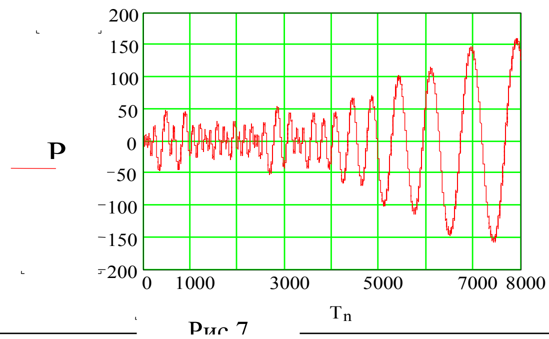

Рис. 7

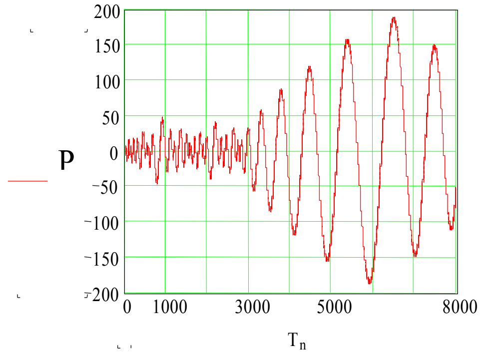

Рис. 8

Автор благодарит К.Н. Степанова за полезные обсуждения результатов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. *Теория поля.* М.: «Наука», 1973, с.460.
2. А.А. Соколов, И.М. Тернов. *Релятивистский электрон.* М.: «Наука», 1974, с.391.
3. М.В. Федоров. Электрон в сильном световом поле, М.: Наука, 1991.
4. Н.Б. Баранова, М.О. Скалли, Б.Я. Зельдович. Ускорение заряженных частиц лазерными пучками // *ЖЭТФ*. 1994, 105, с.469.
5. В.А. Буц, А.В.Буц, Динамика заряженных частиц в поле интенсивной поперечной электромагнитной волны // *ЖЭТФ*. 1996, 110, В.3 (9), с.818-831.

DYNAMICS OF PARTICLES IN ELECTROMAGNETIC FIELDS OF THE LARGE AMPLITUDE

V.A. Buts

The review of some last results of research of dynamics of the charged particles in fields of electromagnetic waves of the large intensity is represented. Is shown, that the forces of friction, in particular force of radiating friction, can result in essential improvement of transfer of energy from an electromagnetic wave to a particle. The concept of an effective resonance is entered. The presence of such resonance's results in restriction of stochastic acceleration of particles.

ДИНАМІКА ЧАСТОК В ЕЛЕКТРОМАГНІТНИХ ПОЛЯХ ВЕЛИКОЇ АМПЛІТУДИ

В.О. Буц

Подано огляд деяких останніх результатів дослідження динаміки заряджених часток в полях електромагнітних хвиль великої потужності. Показано, що сили тертя, зокрема сила радіаційного тертя, можуть призводити до значного поліпшення передачі енергії від електромагнітної хвилі до часток. Введено поняття ефективного резонансу. Наявність таких резонансів призводить до обмеження стохастичного прискорення часток.