КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

01; 10 Журнал технической физики, т. 60, в. 6, 1990

ЭФФЕКТИВНОСТЬ СХЕМ УСКОРЕНИЯ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ ТИПА ОБРАЩЕННОГО ЛАЗЕРА НА СВОБОДНЫХ ЭЛЕКТРОНАХ

В. А. Буц

В последнее время значительный интерес проявляется к изучению возможности ускорять заряженные частицы полем коротковолнового излучения. Предложены различные схемы ускорения. В частности, схемы, представляющие собой обращенные лазеры на свободных электронах (ОЛСЭ) с ондулятором [1] и на обратном эффекте Комптона [2]. Отметим, что идея возможности ускорения заряженных частиц полем волны биений впервые была сформулирована в работе [3]. При изучении этих схем считалось, что ускоряемые частицы взаимодействуют с полем только двух монохроматических волн. Реально коротковолновое излучение, например лазерное, состоит из большого числа волн, что может существенно изменить динамику частиц.

В настоящей работе показано, что наличие многих волн практически всегда приводит к развитию стохастической неустойчивости движения частиц и к их нагреву. Кроме того, показано, что схемы ускорения типа ОЛСЭ эффективны только при малых изменениях энергии частиц ($\Delta\gamma < \gamma_0 \sim 1$).

Рассмотрим заряженную частицу, которая движется в поле нескольких электромагнитных волн

$$\mathbf{E} = \mathrm{Re}\sum \mathbf{E}_n;\quad \mathbf{E}_n = \mathscr{E}_n e^{i\Psi_n};\quad \mathbf{H} = \mathrm{Re}\sum \mathbf{H}_n;\quad \mathbf{H}_n = \frac{c}{\omega_n}[\mathbf{k}_n\mathbf{E}_n], \tag{1}$$

где $\Psi_n \equiv k_n r - \omega_n t$.

В переменных $\mathbf{p}_1 \equiv \mathbf{p}/mc$, $\mathbf{E}_{n,1} = e\mathbf{E}_n/mc\omega_n$, $\mathbf{k}_{n,1} \equiv \mathbf{k}_n c/\omega_0$, $\tau = \omega_0 t$, $\mathbf{r}_1 = \mathbf{r}\omega_0/c$, $\omega_{n,1} = \omega_n/\omega_0$, $\mathscr{E}_{n,1} \equiv e\mathscr{E}_n/mc\omega_n$ уравнение движения частицы приобретает вид (индекс 1 опускаем)

$$\dot{\mathbf{P}} = \mathrm{Re}\left[\sum \mathbf{E}_n(\omega_n - k_n\dot{r}) + \sum \mathbf{k}_n(\dot{\mathbf{r}}\mathbf{E}_n)\right], \tag{2}$$

где $\dot{\mathbf{P}} \equiv d\mathbf{P}/d\tau$.

Положим в уравнениях (2) импульс и энергию в виде суммы быстрых и медленных величин. Тогда в случае, когда все волны поперечные, а их волновые векторы практически коллинеарны ($\mathbf{k}_m\mathscr{E}_n \ll 1$), для определения медленных величин получим следующую систему уравнений:

$$\begin{gathered}(\dot{\gamma}^2) = \sum \mathscr{E}_m\mathscr{E}_n[\omega_m \mp \omega_n]\cos\theta_{mn},\\ \dot{\theta}_{mn} = \dot{\Psi}_m \mp \dot{\Psi}_n.\end{gathered} \tag{3}$$

Суммирование здесь идет по тем парам волн, разность или сумма фаз которых ($\Psi_m \mp \Psi_n$) медленно меняется. Верхний знак соответствует обращенному эффекту нормального рассеяния, нижний — аномальному (по терминологии И. М. Франка [4]).

Оценим эффективность ускорения частицы при воздействии на нее двух волн (ω_0, k_0; ω_1, k_1) по схеме обращенного эффекта Комптона [2]. При создании оптимальных условий θ_{01}=const и изменение энергии со временем будет определяться выражением

$$\gamma = \sqrt{\Delta\omega\mathscr{E}_0\mathscr{E}_1\cos\theta_{01}\tau + \gamma_0^2}, \tag{4}$$

где $\Delta\omega \equiv \omega_1 - \omega_0$.

Определим теперь условие возникновения локальной неустойчивости в этой схеме. Будем считать, что под действием комбинационной волны энергия частицы меняется мало ($\gamma = \gamma_0 + \tilde{\gamma}$, $\tilde{\gamma} \ll \gamma_0$). Тогда для определения $\tilde{\gamma}$ из (3) получим уравнение математического маятника, из которого определяем ширину нелинейного резонанса,

$$\Delta\tilde{\gamma} = 4\sqrt{\mathscr{E}_0\mathscr{E}_1/2\gamma\,\frac{\partial v}{\partial \gamma}}\,. \tag{5}$$

В излучении лазеров кроме рассмотренной пары волн имеются другие, которые могут дать новую комбинационную волну, резонансно взаимодействующую с частицей: $\Delta\omega_1 = \Delta\omega + \nu$, $\Delta\omega_1 = \Delta k_1 v_1$, $\Delta k_1 = \Delta k + \varkappa$, $v_1 = v + \delta v$, $\nu = \varkappa c = (2\pi c)/L$, L — расстояние между зеркалами лазера. Из условий резонанса находим следующее значение расстояния между резонансами:

$$\delta\gamma = \varkappa/\Delta k_1 \cdot 2\gamma^2\,\frac{\partial v}{\partial\gamma}\,. \tag{6}$$

Считая, что все волны имеют одинаковую амплитуду из (5) и (6), получим следующее условие возникновения локальной неустойчивости:

$$\mathscr{E}_0 > \varkappa/4\sqrt{2}\cdot\Delta k. \tag{7}$$

Из формулы (7) следует, что во всех случаях, представляющих интерес для ускорения, будет развиваться локальная неустойчивость. Развитие локальной неустойчивости приводит к увеличению средней энергии частиц и к их разогреву. Аналогично тому, как это сделано в работе [5], можно получить следующую зависимость дисперсии от времени:

$$\sqrt{\overline{(\gamma-\gamma_0)^2}} \equiv \sigma \simeq \sqrt{a\tau}\,. \tag{8}$$

Выражения, аналогичные (4), (7), (8), легко получаются из формул (3) и для других схем типа ОЛСЭ. Из формул (4), (7), (8) следует, что для ускорения частиц до больших энергий ($\gamma \gg 1$) схемы типа ОЛСЭ малоэффективны: темп ускорения мал и всегда развивается стохастическая неустойчивость. Кроме того, так как $\gamma \sim \sigma \sim \sqrt{\tau}$, то эти схемы практически становятся не схемами ускорения, а нагрева. Эти схемы могут быть полезны при небольших изменениях энергии ($\Delta\gamma < \gamma_0 \sim 1$). Например, при ускорении ионов до энергий ~1 ГэВ. При этом темп ускорения высок ($\gamma \sim \tau$), а локальная неустойчивость может не проявиться. Отметим, что развитие стохастической неустойчивости движения ускоряемых частиц будет характерным, по-видимому, для всех лазерных методов ускорения. Однако для тех, у которых темп ускорения больше чем $\sqrt{\tau}$, эта неустойчивость не будет столь существенной. Однако если качество ускоренного пучка не является важным, а темп ускорения $\sim\sqrt{\tau}$ окажется удовлетворительным, то именно локальная неустойчивость может стать основой стохастической схемы ускорения, простота реализации которой находится вне конкуренции.

Список литературы

[1] *Lawson L. D.* / IEEE. Trans. on Nucl. Sci. 1979. Vol. NS-26. P. 4217—4220.
[2] *Аполлонов В. В., Калачев Ю. Л., Прохоров А. М., Федоров М. В.* // Письма в ЖЭТФ. 1986. Т. 44. Вып. 2. С. 61—63.
[3] *Гапонов А. В., Миллер М.* // ЖЭТФ. 1958. Т. 34. Вып. 3. С. 751—752.
[4] *Франк М. И.* // УФН. 1979. Т. 129. № 4. С. 685—703.
[5] *Балакирев В. Л., Буц В. А., Толстолужский А. П., Туркин Ю. А.* // УФЖ. 1985. Т. 30. № 5. С. 726—731.

Харьковский физико-технический
институт АН СССР

Поступило в Редакцию
16 ноября 1987 г.
В окончательной редакции
12 января 1990 г.

---

01 *Журнал технической физики, т. 60, в. 6, 1990*

К НЕСТАЦИОНАРНОЙ ТЕОРИИ РЕЛЯТИВИСТСКОГО КАРСИНОТРОНА С ДОПОЛНИТЕЛЬНОЙ ОБРАТНОЙ СВЯЗЬЮ

В. А. Бондаренко, *А. О. Островский, Ю. В. Ткач*

Ранее в [1] с позиции стационарной теории было установлено, что небольшие отражения (дополнительная обратная связь) при работе релятивистского карсинотрона в пусковом и близком к оптимальному по КПД режимах приводит к изменению стартового тока генерации высокочастотных колебаний и эффективности отбора энергии от пучка. Вместе с тем,