Письма в ЖТФ, том 21, вып. 7 12 апреля 1995 г.

01;04;09;10

НЕОГРАНИЧЕННОЕ УСКОРЕНИЕ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ ПРОДОЛЬНОЙ ВОЛНОЙ В СИНХРОННОМ РЕЖИМЕ

В.П.Милантьев

Проблема длительного удержания заряженных частиц в поле волны и их неограниченного ускорения вызывает в последнее время большой интерес. Начиная с работы [1], был всесторонне исследован серфатронный механизм ускорения в поле продольной плазменной волны, распространяющейся перпендикулярно слабому магнитному полю. В работах [2,3] было показано, что неограниченное ускорение продольной волной возможно и без магнитного поля (изотропная плазма), если фазовая скорость волны нарастает при движении частицы, т. е. плазма должна быть неоднородной. Если же плазма однородна, то неограниченное ускорение частицы возможно лишь в случае, когда фазовая скорость волны равна скорости света. Это отмечалось в работах [4,5]. Режим движения частицы в таких условиях нам представляется аналогичным авторезонансному (синхронному) режиму движения в поперечной электромагнитной волне, бегущей вдоль постоянного магнитного поля [6,7]. Аналогия основывается на том, что в обоих случаях условие резонанса (циклотронного или черенковского) обеспечивается существованием определенного интеграла движения. Это — чисто релятивистский эффект. Указанный синхроный режим движения частицы в продольной волне рассматривается в данном сообщении. Показано, что помимо возможности неограниченного ускорения частицы существуют также условия, при которых частица может полностью отдать свою энергию волне. Рассмотренные режимы могут осуществляться как в плазменной волне, возбуждаемой каким-либо способом (лазерным излучением, сгустком электронов и т. д.), так и в продольной волне, сформированной подходящими волноводными структурами.

Рассмотрим продольную волну вида

$$\mathbf{E} = \mathbf{k}\Phi \sin\theta. \tag{1}$$

Введем далее безразмерные переменные

$$\varepsilon = e\Phi/m_0c^2, \quad \tau = \omega t, \quad \mathbf{N} = \mathbf{k}c/\omega, \quad \mathbf{P} = \mathbf{p}/m_0c, \quad \mathbf{V} = \mathbf{v}/c.$$

Здесь m_0 — масса покоя частицы, $\mathbf{p}$ — ее импульс, $\mathbf{v}$ — скорость. Тогда движение частицы в направлении распространения волны (вдоль волнового вектора $\mathbf{k}$) описывается уравнениями

$$\begin{aligned} \frac{dP}{d\tau} &= \varepsilon N \sin\theta, \\ \frac{d\gamma}{d\tau} &= \varepsilon N P \sin\theta/\gamma, \\ \frac{d\theta}{d\tau} &= -1 + NP/\gamma, \end{aligned} \tag{2}$$

где $$\gamma = \sqrt{1 + P_\perp^2 + P^2} \equiv \sqrt{a^2 + P^2}. \tag{2a}$$

Отметим, что импульс частицы $\mathbf{P}_\perp$, перпендикулярный вектору $\mathbf{k}$, сохраняется. При постоянных параметрах ε, N из системы (2) следует точный интеграл, справедливый при любой величине поля волны ε:

$$\gamma - P/N + \varepsilon\cos\theta = \mathrm{const} \equiv Y. \tag{3}$$

Это уравнение определяет семейство фазовых траекторий на плоскости γ, θ. Согласно последнему уравнению системы (2) условие черенковского резонанса частицы с волной определяется разностью $\gamma - NP$:

$$\frac{d\theta}{d\tau} = -(\gamma - NP)/\gamma. \tag{4}$$

Далее рассмотрим предельный случай, полагая $N = 1$. Это — синхронный режим из-за наличия интеграла (3). В этом случае из уравнения (4) следует, что при черенковском резонансе в ускоряющей фазе ($\sin\theta > 0$)

$$\gamma - P \to 0. \tag{5}$$

Интеграл (3) требует при этом, чтобы

$$Y - \varepsilon\cos\theta \to 0 \tag{6}$$

или

$$\cos\theta \to |Y/\varepsilon| \leqslant 1.$$

Используя интеграл (3), можно получить уравнение

$$\left(\frac{d\gamma}{d\tau}\right)^2 = \varepsilon^2(\gamma^2 - a^2)\Big\{1 - (\gamma - P - Y)^2/\varepsilon^2\Big\}\gamma^2. \tag{7}$$

При достаточно больших значениях энергии $\gamma^2 \gg a^2$ имеем $\gamma \approx P$, так что согласно (7) темп ускорения

$$\frac{d\gamma}{d\tau} \approx \sqrt{\varepsilon^2 - Y^2}. \tag{8}$$

Это значит, что в рассматриваемых условиях возможно неограниченное ускорение частицы, причем максимальный темп ускорения достигается при значении $Y = 0$.

Предельное значение фазы θ определяется при этом уравнением $\cos\theta_\infty \to 0$, т. е. $\theta_\infty \to \pi/2$. Такой же вывод следует непосредственно из уравнений (2). В самом деле, разрешая соотношение (3) относительно γ, получаем

$$\gamma = \Big\{a^2 + (Y - \varepsilon\cos\theta)^2\Big\}\Big/2\,(Y - \varepsilon\cos\theta)\,. \tag{9}$$

Тогда интегрирование уравнения (4) дает (при $N = 1$)

$$\theta - a^2\Bigg\{\varepsilon\sin\theta/(\varepsilon^2 - Y^2)(Y - \varepsilon\cos\theta) +$$

$$+ \Big[Y/(\varepsilon^2 - Y^2)^{3/2}\Big]\ln\Big[(\varepsilon + Y)\operatorname{tg}\theta/2 - \sqrt{\varepsilon^2 - Y^2}\Big]\Big/$$

$$\Big[(\varepsilon + Y)\operatorname{tg}\theta/2 + \sqrt{\varepsilon^2 - Y^2}\Big]\Bigg\} = 2\tau + \text{const}. \tag{10}$$

Отсюда при $Y = 0$ получаем

$$a^2(\operatorname{tg}\theta - \operatorname{tg}\theta_0)/\varepsilon^2 + \theta - \theta_0 = 2\tau, \tag{11}$$

где $\theta_0 \equiv \theta|_{\tau=0}$. Таким образом, при $\tau \to \infty$ $\theta \to \pi/2$, причем этот режим достигается при любых начальных расфазировках θ_0. В этих условиях частица неограниченно ускоряется, и соотношение (5) выполняется с возрастающей точностью.

В соответствии с интегралом (3) в оптимальном режиме $Y = 0$ начальные параметры должны быть связаны соотношением

$$\gamma_0 - P_0 = \varepsilon|\cos\theta_0|. \tag{12}$$

При умеренных значениях амплитуды волны это требует больших (релятивистских) начальных значений энергии частицы. В поле волны большой интенсивности ($\varepsilon > 1$) в режим синхронного ускорения могут вовлекаться частицы с меньшими энергиями.

Наряду с режимом неограниченного ускорения частицы в продольной волне при $N = 1$ существует также режим торможения релятивистской частицы до полной отдачи ею энергии волне. В этом режиме $P \to 0$, $\gamma \to a$. Тогда из интеграла (3) следует

$$\cos\theta \to |(Y - a)/\varepsilon| \leqslant 1. \tag{13}$$

В частности, при $Y = a$ $\cos\theta \to 0$. Если релятивистская частица ($\gamma^2 \gg a^2$) попала в тормозящую фазу ($\sin\theta < 0$) при $Y \neq 0$, то начальный темп ее замедления определяется формулой типа (8). С течением времени темп торможения уменьшается и достигается $\frac{d\gamma}{d\tau} \to 0$, когда $\gamma \to a$. Затем частица может быть вовлечена в режим ускорения.

Приведем некоторые численные оценки, полагая в уравнениях (2) фазу $\theta = \pi/2$. Это соответствует при $N = 1, Y = 0$ оптимальному режиму. В этом случае

$$(\mathcal{E} - \mathcal{E}_0)/L \approx eE, \tag{14}$$

где $\mathcal{E} = m_0c^2\gamma$ — энергия частицы, L —длина ускорения, E — амплитуда волны (1). Для ускорения частицы до энергии в 1 ТэВ на длине 7 м необходимо возбудить плазменную волну с амплитудой $E \sim 14 \cdot 10^{10}$ В/м, что вполне допускается современными методами. Приведенная оценка соответствует оценкам по серфатронному механизму. В случае волноводной волны с $E \sim 10^7$ В/м ускорение частицы до энергии 20 ГэВ происходит на длине 2 км. Перспективы использования указанного метода ускорения продольной волной микроволнового диапазона связаны с прогрессом в создании высокомощных генераторов этого диапазона.

Список литературы

[1] *Katsouleas T., Dawson J.M.* // Phys. Rev. Lett. 1983. V. 51. N 5. P. 392–395.
[2] *Meerson B.* // Phys. Lett. A. 1990. V. 150. N 5–7. P. 290–295.
[3] *Ерохин Н.С., Зольникова Н.Н., Михайловская Л.А.* // Письма в ЖТФ. 1991. Т. 17. В. 8. С. 64–67.
[4] *Файнберг Я.Б.* // Физика плазмы. 1987. Т. 13. В. 5. С. 607–625.
[5] *Rowe E.T.* // Australian J. Phys. 1992. V. 45. N 1. P. 21–37.
[6] *Коломенский А.А., Лебедев А.Н.* // ЖЭТФ. 1963. Т. 44. В. 1. С. 261–266.
[7] *Милантьев В.П.* ЖТФ. 1994. Т. 64. В. 6. С. 166–172.

Российский Университет
дружбы народов
Москва

Поступило в Редакцию
16 ноября 1994 г.