Письма в ЖЭТФ, том 47, вып. 2, стр. 77 – 79 *25 января 1988 г.*

УСКОРЕНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ В СИЛЬНОМ ЛАЗЕРНОМ И ПОСТОЯННОМ ПОПЕРЕЧНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЯХ

В.В.Аполлонов, А.И.Артемьев, Ю.Л.Калачев, А.М.Прохоров, М.В.Федоров

Предложена схема ускорения электронов в поперечном статическом магнитном поле с помощью мощного сфокусированного лазерного излучения. Найдена необходимая связь между напряженностью магнитного поля и параметрами лазерного излучения.

Среди различных обсуждаемых в настоящее время схем лазерного ускорения электронов [1] особое внимание привлекают те, для создания которых не требуется использовать плазму или какую-либо другую среду. Достоинство таких схем заключается в возможности использования высоких интенсивностей лазерного излучения. Одной из них является рассмотренный нами ранее обращенный неколлинеарный комптоновский лазер [2]. Недостатком метода, описанного в [2] является сравнительно невысокий темп ускорения, а также требование наличия двух лазеров с близкой длиной волны и высокой плотностью мощности излучения в больших фокальных объемах.

Предметом настоящего сообщения является анализ процесса лазерного ускорения электронов в постоянном поперечном магнитном поле.

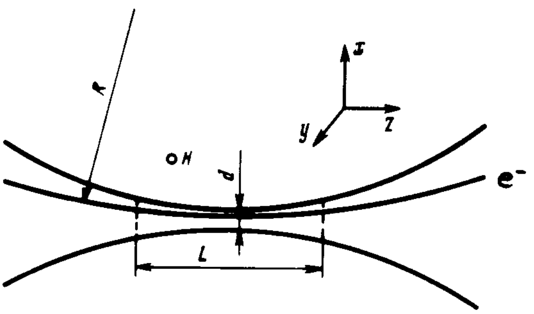

Рис. 1. Геометрия рассматриваемого метода ускорения электронов

Рассмотрим движение электрона в постоянном однородном магнитном поле H и в поле электромагнитной волны в геометрии, изображенной на рис. 1, где d и L – поперечный и продольный размеры каустики, R – ларморовский радиус $R = c/\Omega$, $\Omega = eHc/\epsilon_0$ – циклотронная частота, ϵ_0 – начальная энергия электрона $\epsilon_0 = \gamma mc^2$, γ – релятивистский фактор. Пусть поле лазерного излучения поляризовано вдоль оси $0x$ и напряженность электрического поля волны $\mathrm{E}\,\Pi 0x$ задается в виде:

$$E = E_0(x, z)\cos(\omega\,(t - z/c) + \varphi_0\,), \tag{1}$$

где E_0 – амплитуда, мало меняющаяся на расстояниях порядка длины волны, φ_0 – постоянная фаза. Скорость изменения энергии электрона в полях E и H определяется уравнением:

$$d\epsilon/dt = -\,eV_xE\,, \tag{2}$$

где v_x – проекция скорости электрона на ось $0x$.

В отсутствие поля излучения ($E = 0$) $\epsilon = \epsilon_0 = \mathrm{const}$ и решение уравнений движения электрона имеет вид:

$$z^{(0)} = z_0 + \frac{v_0}{\Omega}\sin\Omega t \qquad x^{(0)} = x_0 + \frac{v_0}{\Omega}(1 - \cos\Omega t)\,, \tag{3}$$

где x_0 и z_0 – значения координат электрона в момент времени $t = 0$, который для удобства выбран так, что $\dot{x}^{(0)}(t = 0) = 0$.

Считая возмущения движения электрона лазерным полем малым, найдем изменение его энергии $\Delta\epsilon$ в первом порядке по E, подставляя в правую часть уравнения (2) решения нулевого порядка (3). Примем, что ларморовский радиус R велик по сравнению с размерами каустики $R \gg L \gg d$. Это условие позволяет в уравнениях движения (3) использовать малость Ωt и разложить $\sin\Omega t$ и $\cos\Omega t$ в ряды Тейлора до порядка $\sim (\Omega t)^3$ включительно. В результате для изменения энергии электрона получаем интеграл вида:

$$\Delta\epsilon^{(1)} = -\,ec\,\Omega\,(2/\Omega^2\omega)^{2/3}\int_{-\infty}^{\infty}\tau d\tau\, E_0\Big(\frac{\Omega}{2}(2/\omega\Omega^2)^{2/3}c\tau^2 + x_0\,,$$
$$z_0 + (2/\Omega^2\omega)^{1/3}c\tau\Big)\cos\Big(\zeta\tau + \frac{\tau^3}{3} + \varphi_0\Big)\,, \tag{4}$$

где $\tau = (\omega\Omega^2/2)^{1/3}t$ – безразмерное время, $\zeta = (1/\gamma^2)(\omega/2\Omega)^{2/3}$.

Дальнейшее упрощение выражения возможно при циклотронной частоте Ω удовлетворяющей условию:

$$\frac{c}{L} \gg \Omega \gg \frac{1}{\omega^{1/2}}\left(\frac{c}{L}\right)^{3/2}. \tag{5}$$

При этом можно считать $E_0 = \mathrm{const}$ и из уравнения (4) находим:

$$\frac{\Delta\epsilon^{(1)}}{\epsilon_0} = -\frac{2}{\sqrt{\pi}}\,\frac{eE_0\lambda}{mc^2}\sin\varphi_0\sqrt{\zeta}\,\frac{d}{d\zeta}\,\Phi(\zeta)\,, \tag{6}$$

где

$$\Phi(\zeta) = \frac{1}{\sqrt{\pi}}\int_0^{\infty}\cos\Big(\zeta x + \frac{x^3}{3}\Big)\,dx\, - \tag{7}$$

функция Эйри [3], λ – длина волны излучения.

В зависимости от ζ функция $\Delta\epsilon/\epsilon$ (6) имеет максимум при $\zeta \sim 1$. Условие $\zeta \sim 1$ определяет оптимальное значение γ

$$\gamma = (\omega mc/2eH)^{1/2} \tag{8}$$

$\Delta\epsilon^{(1)}$ (6) зависит от фазы поля в момент $t = 0$, когда скорость электрона параллельна оси $0z$. Лишь некоторая часть электронов будет ускоряться полем (а именно, те для которых $\sin\varphi_0 < 0$).

Приведем оценки. Пусть $L = 2\cdot10^{-1}$ см и $\lambda = 10^{-3}$ см (излучение CO_2-лазера $\omega = 2\cdot10^{14}$ с$^{-1}$). Ограничения (5) в этом случае принимают вид:

$$1{,}5\cdot10^{11} > \Omega > 4\cdot10^{9} \qquad 60\,\text{кГс} > H > 2\,\text{кГс}\,. \tag{9}$$

При $H = 20$ кГс ($\Omega = 2\cdot10^{10}$ с$^{-1}$) условие (8) выполняется при $\gamma \approx 17$.

При интенсивности лазерного излучения $I = 10^{14}$ Вт/см^2 $eE_0\lambda/mc^2 = 0{,}5$ и $(\Delta\epsilon/\epsilon)_{max} \approx 1$. Эта оценка указывает на высокую эффективность ускорения, а также на тот факт, что $I \sim 10^{14}$ Вт/см^2 – это предельная интенсивность, вплоть до которой можно пользоваться теорией возмущений при учете взаимодействия с полем лазерного излучения. При больших интенсивностях необходимо полное решение уравнений движения электрона в полях E и H, что аналитически сделать вряд ли возможно. Эти расчеты выполнялись численно на ЭВМ.

На рис. 2 приведена зависимость приращения энергии электронов $\Delta\epsilon$ от начальной фазы φ_0. Из графика видно, что диапазон фаз, при котором электроны испытывают ускорение, тем шире, чем больше интенсивность электромагнитного поля. Так при поле $3{,}3\cdot10^{15}$ Вт/см^2 в ускорение захватывается более 78% первоначальных электронов, а $\approx 50\%$ инжектированных электронов будет ускоряться более, чем на 5 МэВ.

На рис. 3 приведена зависимость приращения энергии электронов от плотности мощности лазерного излучения. Теория возмущений предсказывает пропорциональную зависимость от

E, а результаты численных расчетов показывают, что $\Delta\epsilon \sim E^{1,2}$. Это расхождение, по-видимому, связано с отклонениями по теории возмущений.

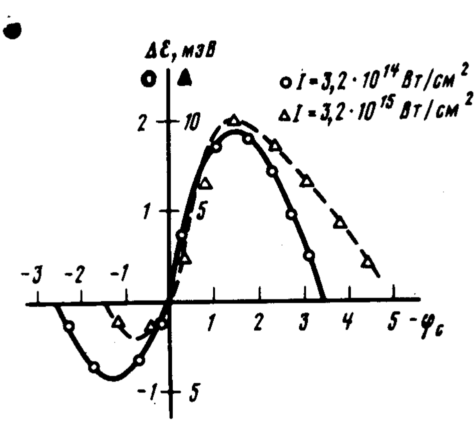

Рис. 2

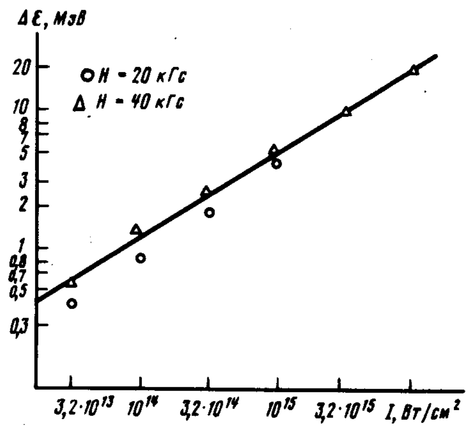

Рис. 3

Рис. 2. Зависимость приращения энергии электронов $\Delta\epsilon$ от начальной фазы φ_0 : ϵ_0 = 5,5 мэВ, H = 20кГс, d = 200 мкм, $L \approx 3$ мм, λ = 10,6 мкм

Рис. 3. Зависимость приращения энергии электронов $\Delta\epsilon$ от плотности мощности лазерного излучения I : ϵ_0 = 5,5 МэВ, d = 200 мкм, $L \approx$ 3 мм, λ = 10,6 мкм, φ_0 =– 1,57

Таким образом эффективность ускорения электронов с помощью рассмотренного механизма весьма велика. Причем какого-либо "насыщения" данного метода не наблюдается вплоть до интенсивностей $\sim 10^{16}$ Вт/см^2. Фазовая селективность, присущая данному методу в слабых электромагнитных полях, в значительной мере подавляется при высоких интенсивностях. В процесс ускорения захватывается весьма значительная часть электронов и каскадирование подобных устройств может быть осуществлено без большой потери светимости исходного электронного пучка. Простота конструкции, возможность формирования статического магнитного поля произвольной конфигурации для фокусировки электронного пучка краевым магнитным полем также облегчают каскадирование и допускают возможность циклического ускорения электронов в одном фокальном объеме при помощи цуга коротких импульсов.

Литература

1. *Sessler A.M.* "Report of the Working Group onother Acceleration Schemes" in Proc. "Laser Acceleration pt. 2 Workshop, Malibu, Calif. Jan. 7 – 18, 1985". New-York, 1985; J.D. Lawson. "Laser Accelerators: Where do we stand ? in Proc. "CAS-ECFA-INFN Workshop, Frascati, 1984, p. 3 – 12.
2. *Apollonov V.V., Kalachev Yu.L., Prokhorov A.M., Fedorov M.V.* Appl. Phys. Lett., 1986, 49 (24), 1668.
3. *Ландау Д.Д., Лифшиц Л.Д.* Квантовая механика, § в , М.: Наука, 1973.

Поступила в редакцию
31 июля 1987 г
14 октября 1987 г.

Институт общей физики
Академии наук СССР