

01;07;10

Повышение эффективности авторезонансного ускорения электронов в поле лазерного гауссова излучения

© В.П. Милантьев, С.П. Степина

Российский университет дружбы народов,
117198 Москва, Россия
e-mail: vmilantiev@sci.pfu.edu.ru

(Поступило в Редакцию 28 сентября 2004 г.)

Рассмотрен авторезонансный механизм ускорения релятивистских электронов комбинированным лазерным гауссовым излучением, составленным из излучения низшей и первой мод. Показано, что ускорение комбинированным излучением является более эффективным, чем ускорение излучением низшей моды или гауссовым пучком первой моды.

Введение

Механизм циклотронного авторезонанса, открытый в 1962 г. Коломенским, Лебедевым и Давыдовским [1,2], лежит в основе одного из перспективных вакуумных методов ускорения заряженных частиц [3–8]. Интерес к авторезонансному методу ускорения значительно возрос после создания мощных источников лазерного излучения. Расчеты показали, что темп ускорения в авторезонансном лазерном ускорителе может быть сравнимым с темпом ускорения, достигаемым в плазменных методах ускорения (порядка несколько GeV/m) [6–8]. При этом авторезонансный ускоритель при определенных условиях является источником фемтосекундного планарного электронного пучка [7].

При теоретическом рассмотрении авторезонансного механизма ускорения обычно используется аппроксимация ускоряющего лазерного излучения в виде гауссова пучка низшей моды, при этом не всегда обращают внимание на то, что в свободном пространстве электрическое поле излучения должно удовлетворять уравнению $\text{div } \mathbf{E} = 0$. В общем лазерное излучение в квазиоптическом приближении представляет собой суперпозицию гаусс-эрмитовых пучков разных мод [9]. Анализ авторезонансного ускорения электронов лазерным гауссовым излучением первой моды показал, что при определенных условиях темп ускорения пучком первой моды может быть выше, чем в случае пучка низшей моды [10]. Это означает, что выбор ускоряющего лазерного излучения низшей моды не является оптимальным. В связи с этим в настоящей работе рассматривается механизм авторезонансного ускорения электронов комбинированным лазерным излучением, составленным из пучков низшей и первой мод. Показано, что на интервале ускорения движение электронов с достаточной точностью является авторезонансным, причем эффективность ускорения комбинированным лазерным излучением может быть выше, чем в случае отдельного лазерного пучка низшей моды или пучка первой моды. При этом интервал авторезонансного ускорения заметно уменьшается.

Поле гауссова лазерного излучения

Гауссово монохроматическое излучение описывается в квазиоптическом приближении параболическим уравнением, которое в случае аксиально-симметричных пучков, распространяющихся вдоль оси z , имеет общее решение в виде линейной суперпозиции мод [9]

$$A(r, z) = \exp\{-\xi\} \sum_{m=0}^{\infty} \frac{A_m(0)}{(1+iD)^{m+1}} L_m[\xi]. \quad (1)$$

Здесь введены обозначения $\xi \equiv r^2/a^2(1+iD)$, $r = \sqrt{x^2 + y^2}$ — расстояние от оси пучка (оси z), a — сужение пучка, $D = 2z/ka^2 \equiv z/z_R$ — безразмерная дифракционная длина, $k = 2\pi/\lambda = \omega/c$ — волновое число, ω — частота волны, c — скорость света в вакууме, $z_R = ka^2/2$ — рэлеевская длина, $L_m(\xi)$ — полиномы Чебышева–Лягерра порядка m . Число m не может быть слишком большим, чтобы не выходить за границы применимости параболического уравнения. Для рассмотрения движения заряженных частиц необходимо знать отдельные компоненты поля ускоряющего излучения. Будем считать, что выражением (1) задается векторный потенциал электромагнитного поля, при этом скалярный потенциал определяется из условия калибровки Лоренца

$$\varphi = \frac{1}{ik} \text{div } \mathbf{A}.$$

Компоненты электрического и магнитного полей гауссова пучка находятся с помощью известных формул

$$\mathbf{B} = \text{rot } \mathbf{A}, \quad \mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} - \nabla \varphi. \quad (2)$$

Из формулы (1) следует, что вблизи оси симметрии гауссова пучка ($|\xi| \ll 1$) наибольшими амплитудами обладают низшие моды, поскольку $|A_{m+1}(0)| \leq |A_m(0)|/(m+1)$.

Рассмотрим лазерное излучение, представляемое в виде суперпозиции двух гауссовых пучков: один из них — пучок низшей моды, а другой — пучок первой моды.

Такой комбинированный пучок описывается выражением

$$A(r, z, t) = \left[\frac{A_0(0)}{1+iD} + \frac{A_1(0)}{(1+iD)^2} (1-\xi) \right] \times \exp\{-\xi\} \exp\{i(kz - \omega t)\}. \quad (3)$$

Будем считать для простоты, что вектор-потенциал имеет только компоненту A_x . Представим также начальные комплексные значения вектор-потенциала в виде

$$A_{0,1}(0) = A_{0,1} \exp\{i\alpha_{0,1}\},$$

где $A_{0,1}, \alpha_{0,1}$ — действительные амплитуды и фазы соответственно.

Тогда с помощью формул (2) получаем общие выражения для компонент электрического и магнитного полей, которые имеют довольно сложный вид

$$E_x = E \exp\{i\Theta\} \left[1 + \frac{A_1}{A_0} \frac{B_1}{1+D^2} \exp\{i(\Psi_2 - \Psi_1 + \alpha)\} + \frac{4X^2}{k^2 a^2 (1+D^2)} \exp\{i(\Psi_3 - \Psi_1)\} - \frac{2}{k^2 a^2 (1+D^2)} \exp\{i(\Psi_4 - \Psi_1)\} + \frac{A_1}{A_0} \frac{4X^2 B_3}{k^2 a^2 (1+D^2)} \exp\{i(\Psi_5 - \Psi_1 + \alpha)\} - \frac{A_1}{A_0} \frac{2B_2}{k^2 a^2 \sqrt{(1+D^2)^3}} \exp\{i(\Psi_6 - \Psi_1 + \alpha)\} \right] + \text{к.с.},$$

$$E_y = \frac{4EXY}{k^2 a^2 (1+D^2)} \exp\{i\Theta\} \left[\exp\{i(\Psi_3 - \Psi_1)\} + \frac{A_1}{A_0} \frac{B_3}{(1+D^2)} \exp\{i(\Psi_5 - \Psi_1 + \alpha)\} \right] + \text{к.с.},$$

$$E_z = \frac{2EX}{ka\sqrt{1+D^2}} \exp\{i\Theta\} \left[\exp\{i(\Psi_7 - \Psi_1)\} + \frac{A_1}{A_0} \frac{2B_2}{(1+D^2)} \exp\{i(\Psi_6 - \Psi_1 + \alpha)\} + \frac{2B_2}{k^2 a^2 (1+D^2)} \exp\{i(\Psi_6 - \Psi_1)\} - \frac{A_1}{A_0} \frac{R^4}{k^2 a^2 (1+D^2)^2} \exp\{i(\Psi_9 - \Psi_1 + \alpha)\} - \frac{12A_1}{A_0} \frac{B_1}{k^2 a^2 \sqrt{(1+D^2)^3}} \exp\{i(\Psi_8 - \Psi_1 + \alpha)\} \right] + \text{к.с.},$$

$$B_x = 0,$$

$$B_y = E \exp\{i\Theta\} \left[1 - \frac{2B_1}{k^2 a^2 (1+D^2)} \exp\{i(\Psi_2 - \Psi_1)\} + \frac{A_1}{A_0} \frac{B_1}{\sqrt{1+D^2}} \exp\{i(\Psi_2 - \Psi_1 + \alpha)\} + \frac{A_1}{A_0} \frac{B_4}{k^2 a^2 (1+D^2)} \exp\{i(\Psi_{10} - \Psi_1 + \alpha)\} - \frac{2R^4}{k^2 a^2 \sqrt{(1+D^2)^3}} \exp\{i(\Psi_{11} - \Psi_1 + \alpha)\} \right] + \text{к.с.},$$

$$B_z = \frac{2EY}{ka\sqrt{1+D^2}} \exp\{i\Theta\} \left[\exp\{i(\Psi_7 - \Psi_1)\} + \frac{A_1}{A_0} \frac{B_2}{(1+D^2)} \exp\{i(\Psi_6 - \Psi_1 + \alpha)\} \right] + \text{к.с.} \quad (4)$$

В формулах (4) введены следующие обозначения:

$$E = \frac{kA_0}{\sqrt{1+D^2}} \exp\left\{-\frac{R^2}{1+D^2}\right\}$$

— „амплитуда“ гауссова пучка; $\Theta = \Theta_0 + \Psi_1 + \alpha$ — фаза гауссова пучка, где $\Theta_0 = kz - \omega t + R^2/(1+D^2)$;

$$\Psi_1 = \arctg \frac{1}{D}; \quad \Psi_2 = \arctg \frac{(1-D^4) - R^2(1-3D^2)}{2D(1+D^2) - R^2D(3-D^2)};$$

$$\Psi_3 = \arctg \frac{1-3D^2}{D(3-D^2)}; \quad \Psi_4 = \arctg \frac{1-D^2}{2D};$$

$$\Psi_5 = \arctg \frac{3(D^4-6D^2+1)(1+D^2) - R^2(5D^4-10D^2+1)}{12D(1-D^4) - R^2D(D^4-10D^2+5)};$$

$$\Psi_6 = \arctg \frac{2R^2D(2-D^2) - 2D(3-D^2)(1+D^2)}{2(1-3D^2) - R^2(D^4-6D^2+1)};$$

$$\Psi_7 = \arctg \frac{2D}{D^2-1};$$

$$\Psi_8 = \arctg \frac{4D(D^4-1) + DR^2(D^4-10D^2+5)}{(D^4-6D^2+1)(1+D^2) - R^2(5D^4-10D^2+1)};$$

$$\Psi_9 = \arctg \frac{2D(3D^4-10D^2+3)}{D^6-15D^4+15D^2-1};$$

$$\Psi_{10} = \frac{(3D^2-1)(1+D^2) + 2R^2(D^4-6D^2+1)}{D(D^2-3)(1+D^2) + 8R^2D(1-D^2)};$$

$$\Psi_{11} = \arctg \frac{5D^4-10D^2+1}{D(D^4-10D^2+5)};$$

$$B_1 = \sqrt{(R-1)^2 + D^2}; \quad B_2 = \sqrt{(R-2)^2 + 4D^2};$$

$$B_3 = \sqrt{(R-3)^2 + 9D^2};$$

$$B_4 = \sqrt{(2R-1)^2 + D^2};$$

$\alpha = \alpha_1 - \alpha_0$ — сдвиг фаз; $R = r/a$; $X = x/a$; $Y = y/a$.

В приближении квазиоптики параметр $1/ka$ является малым. Поэтому в формулах (4) не все члены имеют одинаковый порядок. Видно, что в основном рассматриваемое излучение представляет собой электромагнитную волну с линейной поляризацией, которая несколько „портится“ малыми добавками.

Уравнения движения электронов в поле комбинированного гауссова излучения

Рассмотрим релятивистское движение электрона в поле лазерного излучения (4), распространяющегося вдоль однородного магнитного поля $\mathbf{B}_0 = (0, 0, B_0)$. Для выделения циклотронного вращения электрона введем стандартную замену

$$\mathbf{p} = p_{\parallel} \mathbf{e}_z + p_{\perp} (\mathbf{e}_x \cos \Theta_c + \mathbf{e}_y \sin \Theta_c). \quad (5)$$

Здесь p_{\parallel}, p_{\perp} — величины продольной и поперечной составляющих импульса по отношению к направлению магнитного поля, Θ_c — фаза циклотронного вращения (гирофаза). Уравнения движения электрона в указанном поле имеют довольно сложный вид. Они содержат в себе гиروفазу, фазу волны и их комбинации. Такая система уравнений называется двухпериодной (или двухчастотной). В случае достаточно сильного магнитного поля гиروفфаза Θ_c рассматривается как быстрая переменная. Независимой быстрой переменной считается также фаза волны Θ_0 . Тогда система уравнений движения может быть упрощена с помощью усреднения по быстрым фазам [3]. При этом уравнение для фазы волны, которую „видит“ частица, должно входить в состав общих уравнений движения частиц. При циклотронном резонансе разность между циклотронной частотой и частотой волны (с доплеровским сдвигом) очень мала (равна нулю при точном резонансе). Разность между соответствующими быстрыми фазами становится в этом случае „медленной“ или „полубыстрой“ переменной. Для электронов такой медленной переменной является резонансная комбинация фаз $\Psi_{\text{res}} = \Theta_0 + \Theta_c + \Psi_1$. Поскольку в квазиоптическом приближении члены порядка $1/ka$ являются малыми, то в уравнениях движения для динамических переменных p_{\parallel}, p_{\perp} такие члены можно отбросить. Однако в уравнении для резонансной фазы подобные малые члены являются существенными, поскольку разность между частотой волны и гирочастотой при резонансе становится малой. При таких предположениях после усреднения по быстрым фазам (фазе волны и гиروفазе) и их нерезонансным комбинациям можно получить упрощенную систему уравнений движения электрона в рассматриваемом комбинированном гауссовом пучке

$$\frac{dP_{\parallel}}{d\tau} = -\frac{\varepsilon P_{\perp}}{\gamma} \cos \Psi_{\text{res}} - \frac{A_1}{A_0} \frac{\varepsilon P_{\perp} B_1}{\gamma \sqrt{1+D^2}} \cos(\Psi_{\text{res}} + \Psi_{21} + \alpha),$$

$$\begin{aligned} \frac{dP_{\perp}}{d\tau} &= \varepsilon \left(\frac{P_{\parallel}}{\gamma} - 1 \right) \cos \Psi_{\text{res}} \\ &- \frac{A_1}{A_0} \frac{\varepsilon B_1}{1+D^2} \left(1 - \frac{1}{\sqrt{1+D^2}} \right) \cos(\Psi_{\text{res}} + \Psi_{21} + \alpha), \end{aligned}$$

$$\frac{d\gamma}{d\tau} = -\frac{\varepsilon P_{\perp}}{\gamma} \cos \Psi_{\text{res}} - \frac{A_1}{A_0} \frac{\varepsilon P_{\perp} B_1}{\gamma \sqrt{1+D^2}} \cos(\Psi_{\text{res}} + \Psi_{21} + \alpha),$$

$$\begin{aligned} \frac{d\Theta_c}{d\tau} &= \frac{\Omega}{\gamma} - \frac{\varepsilon}{P_{\perp}} \left(\frac{P_{\parallel}}{\gamma} - 1 \right) - \sin \Psi_{\text{res}} \\ &- \frac{A_1}{A_0} \frac{\varepsilon B_1}{P_{\perp} \sqrt{1+D^2}} \left(\frac{P_{\parallel}}{\gamma} - 1 \right) \sin(\Psi_{\text{res}} + \Psi_{21} + \alpha) \\ &- \frac{2\varepsilon \Phi_1 \sqrt{1+D^2}}{P_{\perp}} \sin(\Psi_{\text{res}} + 3\Psi_1) + \frac{2\varepsilon B_1 \Phi_1}{P_{\perp}} \sin(\Psi_{\text{res}} + \Psi_{21}) \\ &+ \frac{2\varepsilon R^2 P_{\parallel} \Phi_1}{\gamma P_{\perp} \sqrt{1+D^2}} \sin(\Psi_{\text{res}} + 9\Psi_1 + \alpha) \\ &- \frac{A_1}{A_0} \frac{\varepsilon P_{\parallel} B_4 \Phi_1}{\gamma P_{\perp}} \sin(\Psi_{\text{res}} + \Psi_{51} + \alpha) \\ &+ \frac{4\varepsilon X \Phi_1}{P_{\perp}} (X \sin(\Psi_{\text{res}} + 5\Psi_1) - Y \cos(\Psi_{\text{res}} + 5\Psi_1)) \\ &- \frac{A_1}{A_0} \frac{2\varepsilon B_2 \Phi_1}{\gamma P_{\perp} \sqrt{1+D^2}} \sin(\Psi_{\text{res}} + \Psi_{41} + \alpha) + \frac{A_1}{A_0} \frac{4\varepsilon X B_3 \Phi_1}{\gamma P_{\perp} (1+D^2)} \\ &\times [X \sin(\Psi_{\text{res}} + \Psi_{31} + \alpha) - Y \cos(\Psi_{\text{res}} + \Psi_{31} + \alpha)], \end{aligned}$$

$$\frac{d\Theta_0}{d\tau} = \frac{P_{\parallel}}{\gamma} - 1 + \frac{2D\Phi_2}{1+D^2} + \frac{P_{\parallel}}{\gamma} \Delta,$$

$$\frac{d\Psi_1}{d\tau} = -\frac{2P_{\parallel} \Phi_1}{\gamma},$$

$$\frac{d\Psi_2}{d\tau} = \frac{2D\Phi_2}{B_1^2} - \frac{2P_{\parallel} \Phi_1}{\gamma B_1^2} [3R^2 - R(D^2 - 5) + 2(D^2 + 1)],$$

$$\frac{d\Psi_3}{d\tau} = \frac{6D\Phi_2}{B_3^2} - \frac{2P_{\parallel} \Phi_1}{\gamma B_3^2} [5R^2 - 3R(D^2 - 9) + 36(D^2 + 1)],$$

$$\frac{d\Psi_4}{d\tau} = \frac{4D\Phi_2}{B_2^2} - \frac{8P_{\parallel} \Phi_1}{\gamma B_2^2} [R^2 - R(D^2 + 2) + 3(D^2 + 1)],$$

$$\frac{d\Psi_5}{d\tau} = \frac{4D\Phi_2}{B_4^2} - \frac{2P_{\parallel} \Phi_1}{\gamma B_4^2} [16R^2 - 2R(D^2 + 1) + 3(D^2 + 1)],$$

$$\frac{dR}{d\tau} = 2\Phi_2, \quad \frac{dD}{d\tau} = \frac{2P_{\parallel}}{k^2 a^2 \gamma},$$

$$\frac{dX}{d\tau} = \frac{P_{\perp}}{ka\gamma} \cos \Theta_c, \quad \frac{dY}{d\tau} = \frac{P_{\perp}}{ka\gamma} \sin \Theta_c. \quad (6)$$

В системе уравнений (6) введены следующие безразмерные величины и параметры: компоненты импульса $P_{\parallel} = p_{\parallel}/m_0c$, $P_{\perp} = p_{\perp}/m_0c$, где m_0 — масса электрона; безразмерное время $\tau = \omega t$; параметр

$$\varepsilon = \mu \exp \left\{ -\frac{R^2}{1+D^2} \right\} / \sqrt{1+D^2},$$

где $\mu = ekA_0/m_0c\omega$ — безразмерная амплитуда волны, $\gamma = \sqrt{1+P_{\parallel}^2+P_{\perp}^2}$ — релятивистский фактор; параметр $\Omega = \omega_{c0}/\omega$, где $\omega_{c0} = eB_0/m_0c$ — классическая циклотронная частота. Введены также обозначения $\Phi_1 = 1/k^2 a^2 (1+D^2)$,

$$\Phi_2 = \frac{P_{\perp}}{\gamma ka} [X \cos \Theta_c + Y \sin \Theta_c],$$

$$\Psi_{ij} = \Psi_i - \Psi_j.$$

Фаза волны Θ_0 рассматривается как независимая переменная наряду с gyroфазой [3,8,10]. Поэтому система (6) содержит в себе также уравнение для фазы волны, где величина $\Delta = 2R^2(1 - D^2)/k^2a^2(1 + D^2)^2$ определяет средний сдвиг частоты гауссова излучения.

Из системы (6), как и в случае плоской волны, следует интеграл [3]

$$\gamma - P_{\parallel} = \text{const} \equiv G.$$

Если постоянная $G = \Omega$, то соотношение

$$\gamma - P_{\parallel} = \Omega \quad (7)$$

представляет собой условие циклотронного резонанса электрона с волной, которое в случае вакуумной плоской волны сохраняется во все время движения частицы. Это и есть авторезонанс [3]. Резонансной комбинации частот (7) соответствует комбинация фаз $\Theta_0 + \Theta_c$. Существование соотношения (7) в системе (6) связано с тем, что были отброшены указанные малые члены. Учет сдвига частоты гауссова излучения приводит к тому, что условием циклотронного резонанса частицы с волной, согласно уравнениям (6), является не соотношение (7), а соотношение

$$\gamma - P_{\parallel}(\Delta + 1) = \Omega. \quad (8)$$

В отличие от случая плоской волны (сужение $a \rightarrow \infty$) условие циклотронного резонанса (8) не является интегралом движения (6). Это значит, что в гауссовом пучке условие циклотронного резонанса частицы с волной в общем не сохраняется при движении частицы, так что авторезонансный режим невозможен. Однако, как показывает численное решение системы (6), сбой резонанса в комбинированном гауссовом пучке на небольшом

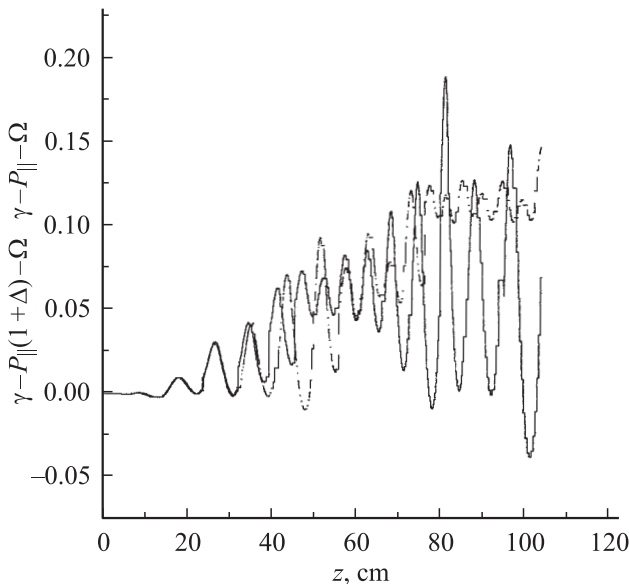


Рис. 1. Изменение сдвига резонансной частоты в направлении распространения комбинированного излучения. Сплошная линия соответствует условию (8), пунктир — условию (7).

расстоянии оказывается практически малым, так что на этом расстоянии движение частицы может рассматриваться как приближенно авторезонансное (рис. 1).

Численное решение

Система (6) слишком сложна, поэтому она решалась численно. Численное решение проводилось по методу Рунге–Кутты в случае CO_2 лазера с интенсивностью $I = 1.8 \cdot 10^{15} \text{ W/cm}^2$, длиной волны $\lambda = 10.6 \mu\text{m}$ при условии циклотронного резонанса (8) в момент инжекции. Ширина гауссова пучка считалась равной $a = 0.16 \text{ cm}$. При данных параметрах гауссова пучка рэлеевская длина равна $z_R = 75.8 \text{ cm}$. Величина магнитного поля $B_0 = 100 \text{ kGs}$. Следует отметить, что в рассматриваемом случае лазерного излучения параметр Ω является очень малым. Это значит, что при выполнении условия циклотронного резонанса (8) в начальный момент времени безразмерный продольный импульс ускоряемой частицы мало отличается от релятивистского фактора $P_{\parallel 0} \approx \gamma_0$. Другими словами, ускоряемые частицы должны быть ультрарелятивистскими. В связи с этим в расчетах энергия инжекции электронов принималась равной $E = 25.9 \text{ MeV}$ ($\gamma_0 = 50.8$).

Предполагается, что в момент инжекции электронов точно выполняется условие циклотронного резонанса (8), при этом рассматриваются частицы, стартующие на оси симметрии гауссова пучка ($x = y = 0$) при $z = 0$. Решение системы (6) существенно зависит от соотношений между амплитудами пучков низшей моды и первой моды, а также от начальных фаз. В качестве примера на рис. 2 показана зависимость энергии частиц от расстояния в направлении распространения гауссова излучения при разных соотношениях между амплитудами первой и нулевой мод и разных фазовых соотношениях. Видно, что существует область параметров, в которой электроны набирают значительную энергию на достаточно малом расстоянии — порядка половины рэлеевской длины. При этом наблюдается тенденция к насыщению. В этом состоит существенное отличие механизма авторезонансного ускорения комбинированным излучением от ускорения излучением низшей моды [8] или гауссовым пучком первой моды [10]. Резкое уменьшение интервала ускорения в случае комбинированного гауссова излучения связано с тем, что сбой резонанса происходит раньше, чем в случаях излучения низшей или первой мод. Это демонстрирует рис. 1, а также рис. 3, на котором показана эволюция траектории электрона в поперечной плоскости с момента его инжекции (при $x = y = z = 0$) до прохождения расстояния $z \approx 55 \text{ cm}$. Видно, что движение носит сложный характер и по мере ускорения частица довольно быстро смещается в поперечном направлении.

Анализ результатов, представленных на рис. 2 и подобных им, показывает, что энергия частиц, взаимодействующих с комбинированным гауссовым излучением

и инжектируемых при точном условии циклотронного резонанса, изменяется сложным, хаотическим образом. Большая часть инжектированных частиц при самых разнообразных фазовых соотношениях до сбоя резонанса приобретает значительную энергию, небольшая их часть с неблагоприятными фазами выпадает из режима ускорения. Набор энергии частицами оказывается наибольшим, когда излучение первой моды лишь немного „портит“

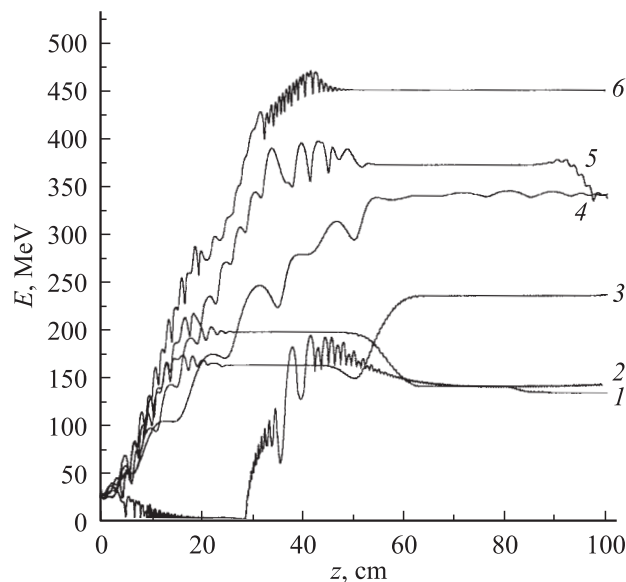


Рис. 2. Набор энергии частиц в поле комбинированного гауссова пучка при разных отношениях амплитуд первой и низшей мод и различных фазовых соотношениях: 1 — $A_1/A_0 = 1$, $\Theta_i = \Psi_i = 0$, $\alpha = \pi/2$; 2 — $A_1/A_0 = 1$, $\Theta_i = \Psi_i = 0$, $\alpha = 0$; 3 — $A_1/A_0 = 0.5$, $\Theta_i = \Psi_i = \pi/2$, $\alpha = \pi/2$; 4 — $A_1/A_0 = 0.1$, $\Theta_i = \Psi_i = 0$, $\alpha = \pi/2$; 5 — $A_1/A_0 = 0.01$, $\Theta_i = \Psi_i = 0$, $\alpha = \pi/2$; 6 — $A_1/A_0 = 0.01$, $\Theta_i = \Psi_i = 0$, $\alpha = 0$.

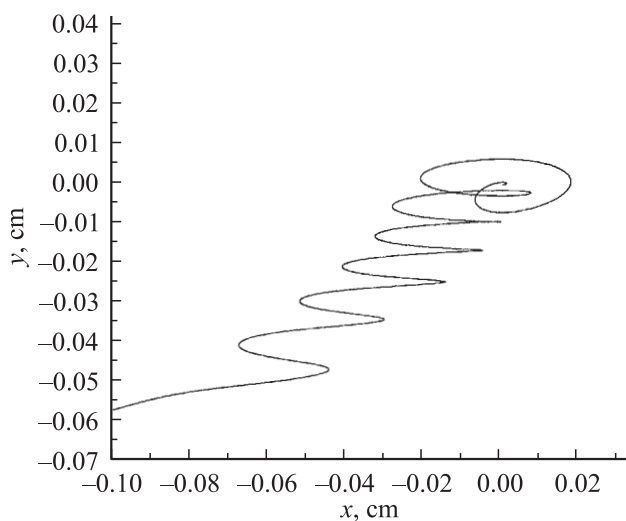


Рис. 3. Траектория ускоряющегося электрона, прошедшего расстояние $z \approx 55$ см в плоскости, перпендикулярной направлению распространения комбинированного гауссова излучения.

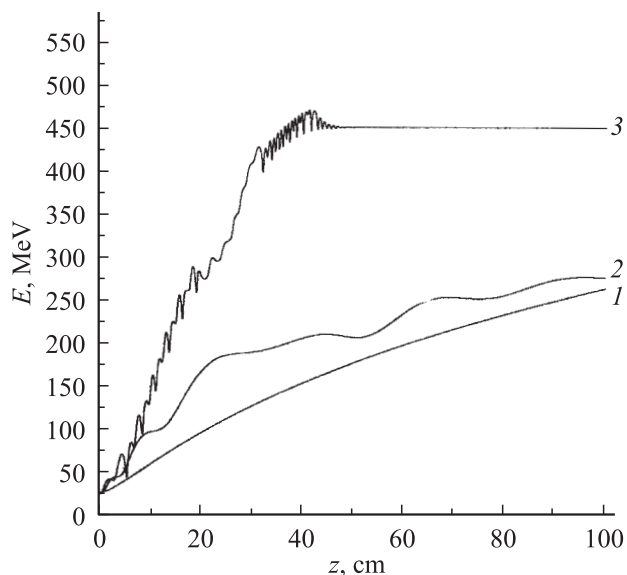


Рис. 4. Эффективность авторезонансного ускорения электронов гауссовым лазерным излучением: 1 — ускорение в поле гауссова пучка низшей моды, 2 — гауссова пучка первой моды, 3 — комбинированного гауссова пучка.

поле низшей моды. Интервал авторезонансного ускорения электронов комбинированным гауссовым излучением (около половины рэлеевской длины) меньше, чем в случае гауссова излучения низшей или первой моды. Однако, как показано на рис. 4, темп ускорения и максимальная энергия, набираемая частицами в поле комбинированного гауссова излучения, оказываются значительно выше, чем в случае излучения низшей или первой моды. Таким образом, роль излучения первой моды сравнительно небольшой интенсивности сводится, с одной стороны, к довольно быстрому сбою циклотронного резонанса частицы с волной, а с другой стороны, к более быстрому набору энергии частицами.

Заключение

Результаты проведенных вычислений показывают, что механизм авторезонансного ускорения электронов лазерным гауссовым излучением низшей моды не может считаться является оптимальным. Более эффективным является авторезонансное ускорение комбинированным гауссовым излучением, составленным из гауссова пучка низшей моды и пучка первой моды с относительно небольшой интенсивностью. В этом случае возможно создание компактного ускорителя (с длиной около половины рэлеевской длины) с высоким темпом ускорения. Эффективность ускорения может быть повышена с помощью подходящего профилирования ведущего магнитного поля. Возможно, наиболее оптимальным будем каскадный авторезонансный ускоритель.

Работа выполнена по программе „Университеты России — фундаментальные исследования“.

Список литературы

- [1] Коломенский А.А., Лебедев А.Н. // ДАН СССР. 1962. Т. 145. С. 1259–1261. ЖЭТФ. 1963. Т. 44. Вып. 1. С. 259–262.
- [2] Давыдовский В.Я. // ЖЭТФ. 1962. Т. 43. Вып. 9. С. 886–889.
- [3] Милантьев В.П. // УФН. 1997. Т. 167. № 1. С. 3–16.
- [4] Wang C., Hirshfield Y.L. // Phys. Rev. E. 1995. Vol. 51. N 3. P. 2456–2464.
- [5] Salamin Y.I., Faisal F.H.M., Keitel C.H. // Phys. Rev. A. 2000. Vol. 62. N 5. P. 1–15.
- [6] Hirshfield Y.L., Wang C. // Phys. Rev. E. 2000. Vol. 61. N 6. P. 7252–7255.
- [7] Marshall T.C., Wang C., Hirshfield Y.L. // Phys. Rev. Special Topics—Accelerators and Beams. 2001. Vol. 4. N 12. P. 121 301-1–121 301-7.
- [8] Милантьев В.П., Шаар Я. // ЖТФ. 2000. Т. 70. Вып. 8. С. 100–103.
- [9] Виноградова М.Б., Руденко О.В., Сухоруков А.П. Теория волн. М.: Наука, 1990. 432 с.
- [10] Милантьев В.П., Степина С.П. // Вопросы атомной науки и техники. 2003. № 4. С. 40–44.