

УДК 533.9

## Лазерное ускорение электронов в авторезонансном режиме

В. П. Милантьев, Я. Н. Шаар

Российский университет дружбы народов, Москва, Россия

*Рассмотрен авторезонансный механизм ускорения электронов лазерным гауссовым пучком. Проведено сравнение темпа ускорения при описании гауссова пучка как решения скалярного уравнения или векторных уравнений Максвелла. Найден профиль синхронизирующего магнитного поля, в котором не только возрастает темп ускорения, но и происходит фокусировка ускоряемых электронов.*

В настоящее время ведутся многочисленные исследования альтернативных методов ускорения заряженных частиц, основанных на использовании плазмы [1] или различных вакуумных систем [2]. Среди многих механизмов ускорения одним из перспективных является механизм циклотронного авторезонанса, открытый А. А. Коломенским, А. Н. Лебедевым [3] и В. Я. Давыдовским [4] (см. также [5]). Поскольку темп ускорения частиц существенно зависит от интенсивности ускоряющей волны, то вполне естественно исследование авторезонансного механизма в поле мощного лазерного излучения. В работах [6–8] было показано, что в авторезонансном режиме возможен колоссальный набор энергии электронным пучком на сравнительно небольшом интервале ускорения (около 1 м) с незначительными радиационными потерями. Однако проведенный в этих работах анализ основывается на описании лазерного излучения в виде плоской волны, что далеко не всегда отвечает реальным условиям эксперимента. Наиболее адекватным считается представление лазерного излучения в виде гауссова пучка (ГП) [9]. Первые оценки авторезонансного механизма ускорения электронов гауссовым лазерным пучком были проведены в работе [10]. Было показано, что в поле CO<sub>2</sub>-лазера с интенсивностью 10<sup>13</sup> Вт/см<sup>2</sup> и размером пятна 0,5 см в магнитном поле 100 кГс электроны могут быть ускорены с 25 до 500 МэВ на расстоянии примерно в две рэлеевские длины (около 15 м) при соответствующем профилировании ведущего магнитного поля. Авторы работы [10] использовали простейшую форму ГП. В дальнейшем была использована другая форма ГП и было показано, что в этом случае возможно ускорение электронов с высоким темпом на небольшом ускоряющем промежутке (около 1 м) [11, 12]. Темп ускорения на этом промежутке может быть увеличен с помощью соответствующего профилирования ведущего магнитного поля [13]. Вместе с тем использованная в работах [11–13] форма ГП связана с решением скалярного волнового уравнения [9], а не уравнений Максвелла. Как показано в работе [14], решения скалярного уравнения Гельмгольца и векторных уравнений Максвелла приближенно совпадают лишь в случае достаточно широких ГП, когда сужение пучка не менее чем на порядок превосходит длину волны излучения.

В настоящей работе рассматривается авторезонансный механизм ускорения электронов лазерным ГП, описание которого основывается на решении уравнений Максвелла с использованием потенциалов Герца [14]. В этом случае ГП, строго говоря, не может быть плоско-поляризованным. Проведено

сравнение темпа ускорения электронов при описании ГП как решения скалярного уравнения или векторных уравнений Максвелла. Показано, что при исследовании авторезонансного движения частиц скалярное приближение в описании ГП имеет довольно ограниченную область применимости.

Уже в первых исследованиях авторезонансного механизма ускорения отмечалось, что для поддержания синхронизма частицы с волной целесообразно использовать профилированное магнитное поле [3]. В дальнейшем этот вопрос обсуждался в ряде других работ [5]. Синхронизирующий профиль неоднородного магнитного поля может быть найден с помощью естественного требования: магнитное поле должно изменяться так, чтобы начальное условие циклотронного резонанса частицы с волной сохранялось на всем интервале ускорения в соответствии с уравнениями движения. Такой профиль был определен в работе [13]. Ниже проведен анализ движения электронов в синхронизирующем магнитном поле. Показано, что в этом случае не только увеличивается темп ускорения частиц, но и уменьшается их отклонение от оси ускоряющей системы.

### Авторезонансное ускорение электронов лазерным гауссовым излучением в однородном магнитном поле

Рассматривается движение релятивистских электронов в поле гауссова лазерного пучка низшей моды в форме [14], являющейся решением уравнений Максвелла. Такой ГП будем называть электромагнитным. Предполагается, что ГП распространяется вдоль ведущего постоянного магнитного поля  $\vec{B}_0$ , направленного вдоль оси  $z$ . Электромагнитный ГП описывается формулами [14]

$$\vec{E}_1 = \vec{E} + \vec{e}, \quad \vec{B}_1 = \vec{B} + \vec{b}, \quad (1)$$

где

$$\begin{aligned} \vec{E} &= \vec{i} V(x, y, z) \exp[-i(\omega t - kz)] \equiv \vec{i} E, \\ \vec{B} &= \vec{j} V(x, y, z) \exp[-i(\omega t - kz)]; \end{aligned} \quad (1, a)$$

$$\begin{aligned} e_x &= \left( \frac{i}{kq_m} - \frac{x^2}{q_m^2} \right) E, \quad e_y = -\frac{xy}{q_m^2} E, \quad e_z = \frac{x}{q_m} \left( \frac{x^2 + y^2}{2q_m^2} - 1 \right) E; \\ b_x &= 0, \quad b_y = \left( -\frac{i}{kq_m} + \frac{x^2 + y^2}{2q_m^2} \right) E, \quad b_z = -\frac{y}{q_m} E. \end{aligned} \quad (1, б)$$

В формулах (1), (1, а), (1, б) введены обозначения

$$V(x, y, z) = E_0 \frac{w_0}{w} \exp \left\{ -r^2 \left[ \frac{1}{w^2} - \frac{ik}{2R(z)} \right] - i\Phi(z) \right\}; \quad r^2 = x^2 + y^2;$$

$$R(z) = z \left( 1 + \frac{z_0^2}{z^2} \right);$$

$$\Phi(z) = \text{arctg} \left( \frac{z}{z_0} \right); \quad w^2 = w_0^2 \left( 1 + \frac{z^2}{z_0^2} \right); \quad q_m = z - iz_0,$$

где  $k = \frac{\omega}{c}$  — вакуумное волновое число;  
 $\omega$  — частота лазерного излучения;  
 $w$  — ширина ГП;  
 $w_0$  — ширина пучка при  $z = 0$  (сужение пучка);  
 $z_0 = \frac{kw_0^2}{2}$  — рэлеевская длина.

Удобно представить уравнения движения электрона в безразмерной форме. Для этого введем безразмерные компоненты вектора импульса  $\bar{P} = \frac{\vec{p}}{m_0 c}$ , где  $m_0$  — масса покоя электрона, безразмерное время  $\tau = \omega t$ , безразмерные координаты  $X_i = x_i k$ ,  $\gamma = \sqrt{1 + P^2}$  — релятивистский фактор. Тогда уравнения движения электрона (с учетом знака его заряда) в указанных полях, дополненные уравнением для фазы волны, принимают вид

$$\frac{dP_x}{d\tau} = -\varepsilon \zeta_x + \frac{\varepsilon}{\gamma} (P_z \beta_y - P_y \beta_z) - \frac{P_y}{\gamma} \Omega; \quad (2)$$

$$\frac{dP_y}{d\tau} = -\varepsilon \zeta_y + \frac{\varepsilon}{\gamma} P_x \beta_z + \frac{P_x}{\gamma} \Omega; \quad (3)$$

$$\frac{dP_z}{d\tau} = -\varepsilon \zeta_z - \frac{\varepsilon}{\gamma} P_x \beta_y; \quad (4)$$

$$\frac{d\gamma}{d\tau} = -\frac{\varepsilon}{\gamma} (P_x \zeta_x + P_y \zeta_y + P_z \zeta_z); \quad (5)$$

$$\frac{d\theta}{d\tau} = -1 + \frac{P_z Q}{\gamma} + \frac{4Z}{\gamma s} (X P_x + Y P_y); \quad (6)$$

$$\frac{dX}{d\tau} \equiv v_x = \frac{P_x}{\gamma}; \quad \frac{dY}{d\tau} \equiv v_y = \frac{P_y}{\gamma}; \quad \frac{dZ}{d\tau} \equiv v_z = \frac{P_z}{\gamma}. \quad (7)$$

Здесь  $\theta = -\omega t + kz + \psi$  — фаза волны;

$\varepsilon = \frac{eE_0}{m_0 c \omega}$  — безразмерная амплитуда волны;

$\Omega = \frac{\omega_c}{\omega}$  — отношение классической циклотронной частоты к частоте волны;

$v_i$  — безразмерная скорость частицы, параметр

$$Q = 1 + \frac{\partial \psi}{\partial Z}, \quad \text{при этом } \psi = \frac{kr^2}{2R(z)} - \Phi(z).$$

Также введены обозначения

$$\zeta_x = f(f_{1x} \cos \theta + f_{2x} \sin \theta); \quad \zeta_y = -f(f_{1y} \cos \theta + f_{2y} \sin \theta);$$

$$\zeta_z = f(f_{1z} \cos \theta + f_{2z} \sin \theta);$$

$$\beta_y = f(g_{1y} \cos \theta + g_{2y} \sin \theta); \quad \beta_z = -f(g_{1z} \cos \theta + g_{2z} \sin \theta);$$

$$f = \frac{q}{\sqrt{s}} \exp\left[-\frac{qR^2}{s}\right]; \quad q = k^2 w_0^2; \quad s = q^2 + 4Z^2;$$

$$\begin{aligned}
 f_{1x} &= 1 - \frac{X^2 \chi}{R_z^2} - \frac{Z_z}{R_z}; \quad f_{2x} = \frac{1}{R_z} - \frac{2Z_z X^2}{R_z^2}; \quad f_{1y} = \frac{XY}{R_z^2} \chi; \quad f_{2y} = \frac{2XYZ_z}{R_z^2}; \\
 f_{1z} &= \frac{XR^2}{2R_z^3} (1 - 3Z_z^2) - \frac{X}{R_z}; \quad f_{2z} = \frac{XZ_z R^2}{2R_z^3} (3 - Z_z^2) - \frac{XZ_z}{R_z}; \\
 g_{1y} &= 1 + \frac{Z_z}{R_z} + \frac{R^2 \chi}{2R_z^2}; \quad g_{2y} = \frac{R^2 Z_z}{R_z^2} - \frac{1}{R_z}; \quad g_{1z} = \frac{Y}{R_z}; \quad g_{2z} = \frac{YZ_z}{R_z}; \\
 Z_z &\equiv \frac{z_0}{z}; \quad \chi \equiv 1 - Z_z^2; \quad R_z \equiv Z(1 + Z_z^2); \quad R^2 = X^2 + Y^2.
 \end{aligned}$$

Из уравнений (2)–(7) следует, что циклотронный резонанс электронов с волной определяется условием

$$\gamma - P_z Q = \Omega. \tag{8}$$

В случае вакуумной плоской волны параметр  $Q = 1$ . Тогда условие (8) является интегралом движения, что и обеспечивает авторезонансное ускорение электронов в циркулярно-поляризованной волне, распространяющейся со скоростью света вдоль постоянного магнитного поля. Согласно уравнениям (2)–(7), условие циклотронного резонанса (8) не сохраняется во все время движения частицы, так что в этом случае режим циклотронного авторезонанса в общем невозможен. Однако если инжектировать электроны при выполнении условия (8), то на сравнительно небольшом интервале набегаемое изменение резонансной фазы не приводит к срыву резонанса, и частица успевает набрать значительную энергию. Условие циклотронного резонанса (8) приводит к ограничению допустимой области энергии инжектируемых электронов

$$\frac{\Omega + Q\sqrt{Q^2 + \Omega^2 - 1}}{1 - Q^2} \geq \gamma \geq \frac{\Omega - Q\sqrt{Q^2 + \Omega^2 - 1}}{1 - Q^2}. \tag{9}$$

В случае плоской волны в авторезонансном режиме электроны должны инжектироваться при энергии, превышающей минимальное значение

$$\gamma \geq \frac{1 + \Omega^2}{2\Omega}. \tag{10}$$

Из формул (9), (10) видно, что если в случае плоской волны условия инжекции определяются ведущим магнитным полем и частотой волны, то для ГП эти условия зависят также от ширины ГП и в меньшей мере — от места инжекции электронов. В случае достаточно широких ГП для излучения  $\text{CO}_2$ -лазера начальная энергия ускоряемых электронов не может быть менее 25 МэВ, а для  $\text{Nd}$ -лазера (лазера на  $\text{Nd}$ -стекле) энергия инжекции должна превосходить 300 МэВ.

Уравнения (2)–(7) решались численно по методу Рунге-Кутты при различных значениях параметров волны и условиях инжекции электронов. Рассматривалось ускорение электронов в режиме циклотронного резонанса гауссовым излучением  $\text{CO}_2$ -лазера ( $\lambda = 1,06 \cdot 10^{-3}$  см,  $I = 10^{15}$  Вт/см<sup>2</sup>,  $w_0 \approx 0,16$  см) и  $\text{Nd}$ -лазера ( $\lambda = 10^{-4}$  см,  $I = 10^{18}$  Вт/см<sup>2</sup>,  $w_0 \approx 0,05$  см). Электроны инжектировались в центре ГП при  $z = 0$  при начальном условии (8). Результаты

численного решения представлены на рис. 1, а, где показана зависимость энергии ускоренных электронов на интервале 100 см в случае достаточно широкого ГП ( $w_0 \gg \lambda$ ) *Nd*-лазера. В случае  $\text{CO}_2$ -лазера на рассматриваемом ускоряющем промежутке, на котором не происходит существенного уменьшения амплитуды волны, характер набора энергии частицей в среднем мало зависит от математической формы ГП, тогда как для *Nd*-лазера явно прослеживается тенденция к уменьшению темпа ускорения в случае электромагнитного ГП. Проводился анализ характера ускорения электронов в зависимости от ширины ГП  $\text{CO}_2$ -лазера при его описании формулами скалярного и векторного решений волновых уравнений при начальном условии циклотронного резонанса (рис. 1, б). Кривые 1, 3, 5 соответствуют скалярному решению [9], а кривые 2, 4, 6 — векторному решению [14] при разных ширинах ГП: для кривых 1, 2 —  $w_0 \approx 160 \lambda$ , для кривых 3, 4 —  $w_0 \approx 110 \lambda$ , для кривых 5, 6 —  $w_0 \approx 50 \lambda$ . Видно, что с уменьшением ширины ГП его скалярное описание не отражает реального характера движения электронов на заданном промежутке ускорения. При этом различие в характере движения частицы при скалярном и векторном описании ГП проявляется и для достаточно широких пучков, когда  $w_0 \approx 100 \lambda$ . Это значит, что область применимости скалярного приближения ГП при анализе циклотронного движения частицы оказывается уже, чем указано в [14]. Согласно условию (9) энергия инжектируемых электронов в синхронном режиме при заданных частоте излучения и ведущего магнитного поля в основном определяется шириной пучка, поэтому в случаях 1, 2 начальная энергия составляет 25 МэВ, а в остальных случаях — около 30 МэВ.

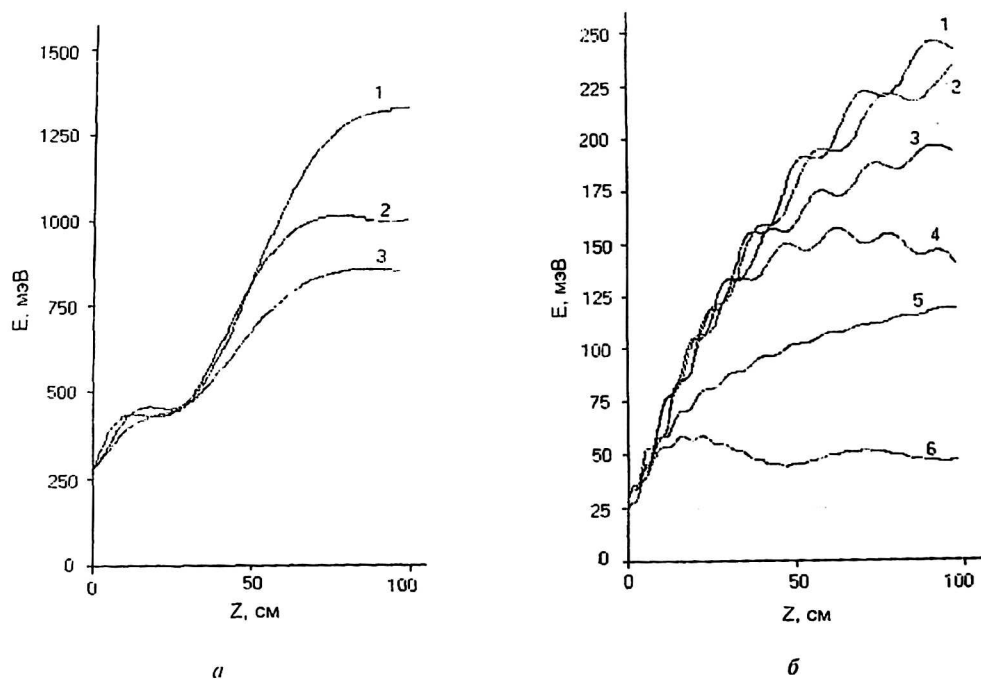


Рис. 1. Зависимость энергии электронов от  $z$ :

а — ускоряемых *Nd*-лазером ( $\lambda = 0,001$  мм), в однородном магнитном поле  $B_0 = 100$  кГс, при условии (8) в момент инжекции для случаев: 1 — линейно-поляризованной вакуумной плоской волны; 2 — ГП, являющегося решением скалярного уравнения; 3 — ГП, описываемого уравнением (1); б — ускоряемых  $\text{CO}_2$ -лазером: 1, 3, 5 — соответствуют скалярному решению; 2, 4, 6 — векторному решению при разных ширинах

### Авторезонансное ускорение электронов в неоднородном магнитном поле

Неоднородное магнитное поле в параксиальном приближении можно представить в виде

$$\vec{B}_0 = (B_{0x}, B_{0y}, B_{0z}(z)), \quad (11)$$

где

$$B_{0x} = -\frac{x}{2} \frac{dB_{0z}}{dz}, \quad B_{0y} = -\frac{y}{2} \frac{dB_{0z}}{dz}.$$

Будем считать, что магнитное поле меняется достаточно слабо, так что выполняются необходимые условия дрейфового приближения. В дрейфовой теории вводится локальная базисная тройка единичных векторов, связанных с силовой линией магнитного поля:  $\vec{e}_1 = \vec{B}_0 / |\vec{B}_0|$ ,  $\vec{e}_2$ ,  $\vec{e}_3$ . В случае слабого электростатического поля (или при его отсутствии) в дрейфовом приближении можно выделить циклотронное вращение частицы с помощью замены

$$\vec{p} = p_{\parallel} \vec{e}_z + p_{\perp} (\vec{e}_x \cos \theta_0 + \vec{e}_y \sin \theta_0).$$

Здесь  $\theta_0$  — гирофаза;  $p_{\parallel}$ ,  $p_{\perp}$  — соответственно, величины продольной и поперечной составляющих импульса электрона по отношению к ведущему магнитному полю.

Тогда, проектируя стандартным образом уравнения движения электрона на направление магнитного поля и перпендикулярные к нему направления, можно представить их в форме двухчастотной (или двухпериодной) системы уравнений. Эта система имеет более сложный вид, чем уравнения (2)—(7), и здесь не выписывается. Из полученной системы уравнений следует, что условие точного циклотронного резонанса определяется соотношением

$$\gamma - P_z \left( Q - \frac{2ZR^2}{q(1+D^2)\Omega} f_{\Omega} \right) = \Omega. \quad (12)$$

Здесь  $f_{\Omega} = \frac{d\Omega}{dZ}$ .

Согласно уравнениям движения соотношение (12) не является в общем интегралом движения. Другими словами, начальное условие циклотронного резонанса не сохраняется автоматически во все время движения частицы. Для частиц, находящихся вблизи оси ГП, при слабой неоднородности магнитного поля на расстояниях порядка рэлеевской длины можно пренебречь вторым слагаемым в скобках (12). Тогда условие циклотронного резонанса в слабо неоднородном магнитном поле приближенно определяется соотношением (8), в котором, однако, величина  $\Omega$  является функцией  $Z$

$$\gamma - QP_{\parallel} = \Omega(Z). \quad (13)$$

В результате расстройки фазового синхронизма частицы с волной происходит срыв резонанса на определенном расстоянии. Однако на расстоянии

около 100 см частица еще может набрать энергию, хотя и с меньшим темпом, чем в случае плоской волны. Расстройку резонанса можно скомпенсировать с помощью неоднородного магнитного поля. Предположим, что ведущее магнитное поле подобрано таким образом, что условие циклотронного резонанса (13) выполняется во все время движения частицы. Тогда, используя полученные уравнения движения, можно найти уравнение, определяющее синхронизирующее магнитное поле. Профиль этого поля формально определяется выражением

$$\frac{d\Omega}{dZ} = \frac{\frac{\epsilon f P_{\perp}}{R_{\parallel} \sqrt{q^2 + 4Z^2}} \{ (1 - Q^2) \cos \theta_+ + Q \sin \theta_+ \} + \frac{16Z R_{\parallel}}{(q^2 + 4Z^2)^2} (16Z^2 R^2 - 3R^2 + q)}{\frac{Q P_{\perp}}{R_{\parallel} (\gamma - R_{\parallel} Q)} \left\{ \frac{P_{\perp}}{2} + \frac{\epsilon f q}{q^2 + 4Z^2} \left( \frac{R^2}{2} \sin \theta_+ - \frac{Z(X^2 - Y^2)}{q} \cos \theta_+ \right) \right\} - \frac{2R_{\parallel} R^2 \left( \frac{8Z^2}{q^2 + 4Z^2} - 1 \right)}{(q^2 + 4Z^2)(\gamma - R_{\parallel} Q)} - 1} \quad (14)$$

Здесь комбинация фаз  $\theta_+ = \theta + \theta_c$  является для электронов резонансной, т. е. полубыстрой переменной, тогда как фаза волны и фаза циклотронного вращения являются быстрыми переменными, по которым может быть проведено усреднение. Расчеты показали, что синхронизирующее магнитное поле с профилем (14) с хорошей точностью может быть аппроксимировано линейным законом

$$B(Z) = B_0(1 + \alpha Z)$$

с оптимально подобранным градиентом  $\alpha = \frac{4}{q}$ , где  $q = k^2 w_0^2$ . В таком поле происходит максимальный набор энергии электроном на выбранном интервале ускорения [13].

Отклонение электронов от оси симметрии и темп ускорения зависят от их расположения по сечению ГП в момент инжекции. В однородном магнитном поле все инжектированные по сечению электроны, несмотря на периодически возрастающее поперечное отклонение, монотонно с разными темпами набирают энергию на рассматриваемом интервале ускорения. В синхронизирующем магнитном поле ситуация несколько изменяется: электроны, инжектируемые на оси или при малом отклонении от нее, в среднем, остаются вблизи оси симметрии, а инжектируемые на полуширине ГП-даже прижимаются к оси (рис. 2). При этом все электроны, инжектируемые вблизи оси, на рассматриваемом интервале ускорения набирают большую энергию, чем в случае однородного магнитного поля. Электроны, инжектируемые на половине ширины ГП и далее от оси, хотя и ускоряются, но значительно отличаются по энергии от основной группы электронов. Такое поведение периферийных электронов вызвано тем, что начальное условие циклотронного резонанса не может сохраняться со временем, особенно при достаточно большом отклонении частиц от оси симметрии, когда сама аппроксимация магнитного поля (11) становится неадекватной. Это демонстрирует рис. 3, на котором показано изменение величины  $\Omega - (\gamma - Q R_{\parallel})$  в случае  $\text{CO}_2$ -лазера при разном поперечном положении инжектируемых электронов. Эта величина в начальный момент равна нулю (условие циклотронного резонанса).

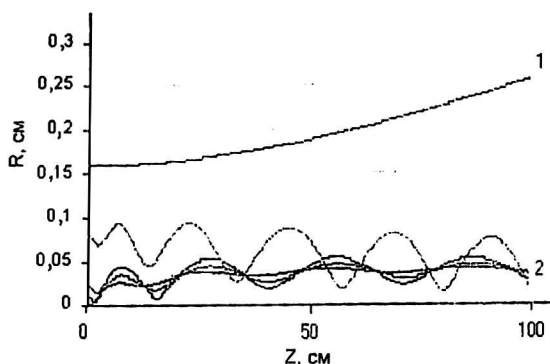
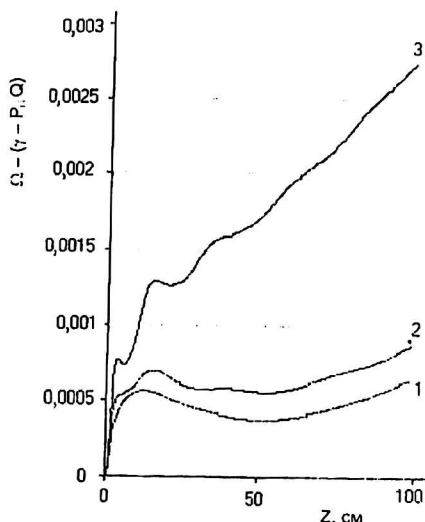


Рис. 2. Радиус траектории частицы, инжектируемой на разных расстояниях от центра ГП СО<sub>2</sub>-лазера в плоскости Z = 0:

1 — радиус ГП; 2 —  $r_0 = 0$ ,  
 $r_0 = 2,2 \cdot 10^{-3}$  см,  $r_0 = 1,1 \cdot 10^{-2}$  см,  
 $r_0 = 2,2 \cdot 10^{-2}$  см,  $r_0 = \frac{w_0}{2} = 8 \cdot 10^{-2}$  см;

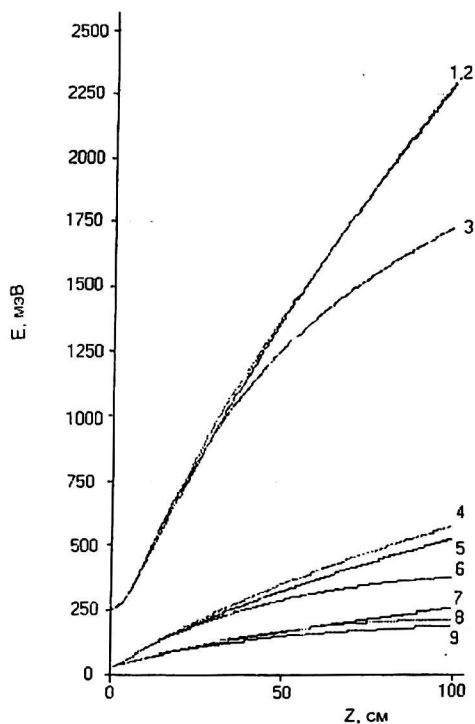
Рис. 3. Отклонение от условия точного циклотронного резонанса при инжекции электронов в разных точках плоскости Z = 0:

1 —  $r_0 = 0$ ; 2 —  $r_0 = 2,2 \cdot 10^{-2}$  см;  
 3 —  $r_0 = \frac{w_0}{2} = 8 \cdot 10^{-2}$  см



С повышением интенсивности ускоряющего излучения возрастают темп ускорения и набираемая электронами энергия в синхронном режиме. В случае плоской волны СО<sub>2</sub>-лазера и на Nd-лазера и однородного магнитного поля соответствующие расчеты были проведены в работе [6]. На рис. 4 приведены результаты аналогичных расчетов в случае ГП в однородном и синхронизирующем магнитном поле. Рассматривалось ускорение электронов в поле излучения на Nd-лазера с интенсивностью  $I = 10^{18}$  Вт/см<sup>2</sup>, сужением  $w_0 \approx 0,05$  см = 500 λ СО<sub>2</sub>-лазера —  $I = 10^{15}$  Вт/см<sup>2</sup>,  $w_0 \approx 0,17$  см = 160 λ.

Для сравнения показаны также соответствующие результаты в приближении плоской волны. Из рис. 4 видно, что в случае лазера на Nd-стекле ускорение электронов ГП в синхронизирующем магнитном поле происходит так же, как и в приближении плоской волны, при этом в однородном магнитном поле на рассматриваемом интервале ускорения электроны запасают значительно меньшую энергию. При ускорении ГП СО<sub>2</sub>-лазера в синхронизирующем магнитном поле достигаемая электронами энергия оказывается даже выше, чем в случае плоской волны.



**Рис. 4.** Энергия электронов при ускорении в синхронном режиме в случаях:

- 1 — Nd-лазер — плоская волна;
- 2 — ГП Nd-лазера в неоднородном магнитном поле;
- 3 — ГП Nd-лазера в однородном магнитном поле;
- 4 — ГП  $\text{CO}_2$ -лазера в неоднородном магнитном поле;
- 5 —  $\text{CO}_2$ -лазер — плоская волна;
- 6 — ГП  $\text{CO}_2$ -лазера в однородном магнитном поле;
- 7 — плоская волна микроволнового диапазона;
- 8 — ГП микроволнового излучения в неоднородном магнитном поле;
- 9 — ГП микроволнового излучения в однородном магнитном поле

В последние годы созданы мощные лазеры — источники колоссального электромагнитного излучения. В перспективе их мощность будет еще более нарастать [15]. Поэтому представляет интерес исследование возможности ускорения электронов в авторезонансном режиме в поле сверхмощного лазерного излучения. Расчеты показывают, что, например, в случае ГП  $\text{CO}_2$ -лазера с плотностью потока энергии  $I = 10^{19}$  Вт/см<sup>2</sup> в синхронизирующем магнитном поле  $B_0 = 100$  кГс возможно ускорение электронов до 10 ГэВ на расстояниях порядка 1 м. Темп ускорения возрастает также при усилении ведущего магнитного поля. Дальнейшие исследования в этом направлении могут привести к созданию компактных высокоэффективных ускорителей релятивистских электронов.

### Заключение

Проведено сравнение характера циклотронно-резонансного движения релятивистских электронов в поле ГП, описываемого скалярным и векторным решениями уравнений электромагнитного поля. Показано, что в случае достаточно широкого ГП оба его описания практически приводят к мало отличающимся результатам на небольшом промежутке ускорения (порядка 100 см). Однако в случае узкого ГП скалярное описание, по-видимому, не определяет истинного движения электрона в поле лазерного излучения. Темп ускорения может быть существенно увеличен при соответствующем профилировании ведущего магнитного поля, при этом синхронизирующий профиль с достаточной точностью можно аппроксимировать линейной функцией с оптимально подобранным градиентом. Таким образом, наши расчеты, а также расчеты из работы [16], показывают, что в поле мощного лазерного гаус-

сова излучения возможно эффективное ускорение релятивистских электронов с высоким темпом. Вместе с тем остаются неясными вопросы о циклотронно-резонансном взаимодействии электронов с ГП, связанные в основном с тем, что мощное лазерное излучение распространяется в виде чрезвычайно коротких пико- и фемтосекундных импульсов.

*Работа выполнена по программе Минобразования России  
"Университеты России — Фундаментальные исследования".*

### Л и т е р а т у р а

1. Андреев Н. Е., Горбунов Л. М.//УФН. 1999. Т. 169 (1). С. 53.
2. Laser Handbook. V. 6. (Eds. W. Colson, C. Pellegrini, A. Renicri) Amsterdam, North Holland, 1990.
3. Коломенский А. А., Лебедев А. Н.//ЖЭТФ. 1963. Т. 44 (1). С. 261.
4. Давыдовский В. Я.//Там же. 1962. Т. 43. № 3 (9). С. 886.
5. Милаитьев В. П.//УФН. 1997. Т. 167 (1). С. 3.
6. Loeb A., Friedland L.//Phys. Rev. 1986. V. A33 (3). P. 1828.
7. Colson W. B., Ride S. K.//Appl. Phys. 1970. V. 20. P. 61.
8. Salamin Y. I., Faisal F. H. M., Keitel C. H.//Phys. Rev. A. 2000. V. 62. P. 053809.
9. Виноградова М. Б., Руденко О. В., Сухоруков А. П. Теория волн. — М.: Наука, 1990.
10. Sprangle P., Vlahos L., Tang C. M.//IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-30. 1983. V. 4. P. 3177.
11. Milantiev V. P., Shaar Y. N.//Int. Conf. Phenomena in Ion Gases. Warsaw. 1999-Proc. V. 2. P. 105.
12. Милаитьев В. П., Шаар Я. Н.//ЖТФ. 2000. Т. 70 (8). С. 100.
13. Милаитьев В. П., Шаар Я. Н.//Вопросы атомной науки и техники. 2000. № 1. С. 117.
14. Varga P., Torok P.//Optics Communication. 1998. V. 152. P. 108.
15. Perry M. D., Mourou G.//Science. 1994. V. 264. P. 917; Nisoli M., De Silvestri S., Svelto O. et al.// Opt. Lett. 1997. V. 22 (8). P. 522; Albert O., Mourou G.//Appl. Phys. B. 1999. V. 69 (1). P. 207.
16. Hirshfield J. L., Wang C.//Phys. Rev. E. 1998. V. 57. P. 7184; Phys. Rev. E. 2000. V. 61.

## Laser acceleration of electrons at autoresonance regime

V. P. Milantiev, Y. N. Shaar  
Peoples' Friendship University of Russia, Moscow, Russia

*Autoresonant mechanism of electron acceleration by the Gaussian laser beam is considered. The comparison of the acceleration rate with scalar and vector Maxwellian description of the Gaussian beam is performed. The synchronized profile of the guiding magnetic field is found, which provides increasing the acceleration rate of electrons as well as their focusing during acceleration.*