РАЗДЕЛ II. ФИЗИКА

УДК 533.9
DOI: 10.18384/2310-7251-2016-1-31-43

УСКОРЕНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ В ПОЛЕ СВЕТОВОЙ ВОЛНЫ В МАГНИТОАКТИВНОЙ ПЛАЗМЕ

Красовицкий В.Б.[1], Бугримов А.Л.[2]
[1]Институт прикладной математики им. М.В. Келдыша РАН
125047, г. Москва, Миусская пл., д.4, Российская Федерация
[2]Московский государственный областной университет
105005, г. Москва, ул. Радио, д. 10А, Российская Федерация

Аннотация. Обсуждается возможность использования «необыкновенной» световой волны для реализации линейного ускорения в плазме [1]. Показано, что необходимая для ускорения волна существует в условиях плазменного резонанса, когда фазовая скорость равна скорости света, а дрейф электронов поперек внешнего магнитного поля под действием силы Лоренца скомпенсирован электрическим полем волны. Отклонение частоты волны от резонанса сопровождается возникновением нелинейной дисперсии плазмы. Показано, что в этом случае решение системы «медленных» уравнений для амплитуд, полученное усреднением исходных уравнений по высокочастотному периоду волны, является уединенным импульсом (солитоном).

Ключевые слова: плазма, резонанс, фазовая скорость, скорость дрейфа, магнитное поле, сила Лоренца, нелинейная дисперсия плазмы, солитон.

V. Krasovitskiy[1], A. Bugrimov[2]

ACCELERATION OF ELECTRONS IN THE FIELD OF A LIGHT WAVE IN MAGNETOACTIVE PLASMA

[1]Keldysh Institute of Applied Mathematics, Russian Academy of Sciences, Miusskaya pl. 4, 125047 Moscow, Russia
[2]Moscow State Regional University, ul. Radio 10A, 105005 Moscow, Russia

Abstract. The possibility of using an ‘extraordinary’ light wave for the implementation of linear acceleration in the plasma [1] is discussed. It is shown that a wave necessary for acceleration exists in the plasma resonance conditions when the phase velocity is equal to the speed of light and the drift of the electrons across the external magnetic field under the influence of the Lorentz force is compensated by the electric field of the wave. The deviation from the resonance frequency of the wave is accompanied by the emergence of nonlinear plasma dispersion. It is shown that in this case the solution of ‘slow’ equations for the amplitudes, obtained by averaging the initial equations for a high-frequency wave period, is a solitary pulse (soliton).

Keywords: plasma, resonance, phase velocity, drift velocity, magnetic field, Lorentz force, nonlinear dispersion plasma, soliton.

1. Введение

Разные способы ускорения заряженных частиц в плазме с помощью света могут быть условно сведены к двум различным методам, в которых ускорение осуществляется с помощью сил линейных или квадратичных по амплитуде поля. В первом случае необходимо обеспечить синхронизм по фазовой скорости между движением ускоряемой частицы и волной, радиальную и фазовую устойчивость в процессе ускорения, а ускоряющее электрическое поле должно иметь составляющую в направлении движения частицы [1].

Альтернативным «линейному» является ускорение заряда в поле плоской волны, распространяющейся вдоль внешнего магнитного поля в условиях циклотронного резонанса. При этом, если фазовая скорость волны равна скорости света, то ускорение отдельного электрона не сопровождается расстройкой резонанса с волной (авторезонанс [2–4]). Приращение энергии частицы в электрическом поле волны возникает поперек магнитного поля, а продольное ускорение происходит под действием квадратичной по амплитуде поля силы Лоренца. Нелинейное насыщение амплитуды уединенного светового импульса возникает в результате разделения электронов и ионов плазмы и возникновения продольного кулоновского поля [5].

В работе [6] проанализирован процесс возбуждения электростатического поля и ускорения электронов в поле внешнего электромагнитного импульса ($E^{(0)} \sim e n_p \lambda$, $E^{(0)}$ – амплитуда электрического поля, λ – длина волны, e – заряд электрона и n_p – плотность плазмы), распространяющегося в плазме со скоростью света под произвольным углом к постоянному магнитному полю. При этом оптимальные условия для нагрева плазмы соответствуют поперечному распространению.

Однако использованное в [6] приближение «фиксированной волны» нарушается в плотной плазме, когда обратное воздействие возбуждаемого в плазме тока на лазерный импульс приводит к необходимости учета дисперсии [7; 8]. Медленная (*МН*) и быстрая (*БН*) ветви необыкновенной волны в линейной плазме [7] представлены на рис.1. В области непрозрачности плазмы $\omega > \omega_{UB} = \sqrt{\omega_p^2 + \omega_B^2}$ (ω_p – ленгмюровская частота плазмы, ω_B – гирочастота частота электрона), где проявляется нелинейность плазмы, *БН*-волна является солитоном огибающей. Ускорение электронов поперек сильного магнитного поля до релятивистских энергий подтверждается численным моделированием этой области частот [8].

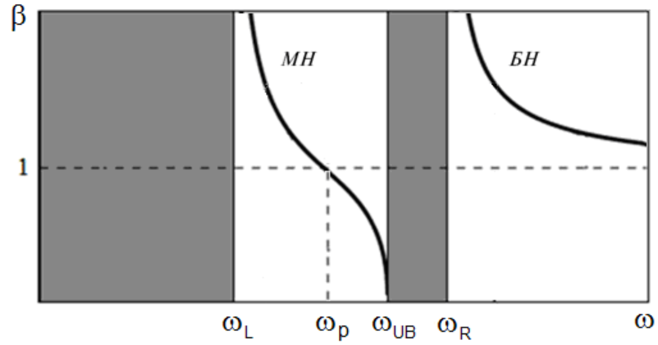

Рис. 1. Медленная (*МН*) и быстрая (*БН*) ветви необыкновенной волны в плазме; $\beta = \mathrm{v}_{ph}/c$, $\omega_{L,R} = \sqrt{\omega_p^2 + \omega_B^2/4} \mp \omega_B/2$, $\omega_{UB} = \sqrt{\omega_p^2 + \omega_B^2}$, ω_p – ленгмюровская частота плазмы и ω_B – гирочастота электрона.

В этой работе обсуждается возможность использования медленной нелинейной необыкновенной волны (*MH*) для реализации продольного ускорения в плазме. Из представленной на рис. 1 дисперсионной кривой следует, что необходимая для этого волна существует вблизи плазменного резонанса $(\omega = \omega_p)$, где фазовая скорость равна скорости света. Показано, что в условиях, когда дрейф электронов поперек внешнего магнитного поля под действием силы Лоренца компенсируется электрическим полем волны, самосогласованная система нелинейных уравнений упрощается к одномерной.

Отклонение частоты волны от резонанса $(\omega \neq \omega_p)$ сопровождается раскачкой продольно-поперечных колебаний. Аналитическое решение, полученное для достаточно сильного магнитного поля ($|\omega - \omega_p| \ll \omega_B$, является солитоном огибающей с групповой скоростью, близкой к скорости света (рис. 2).

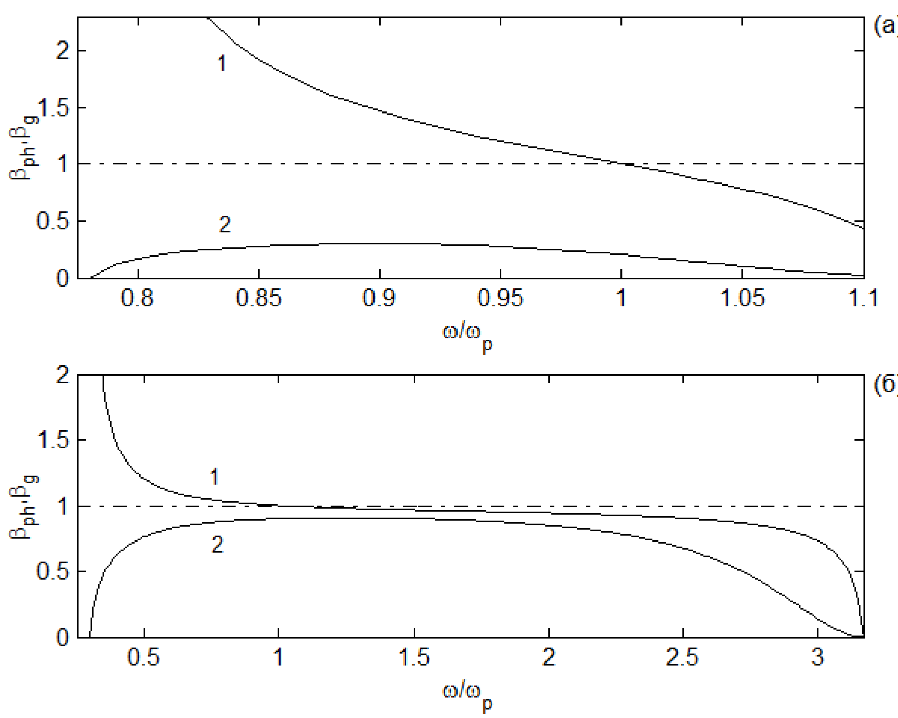

Рис. 2. Фазовая скорость β_{ph} (1) и групповая скорость β_g (2) медленной необыкновенной волны в плазме для: а) $G = 0.5$; б) $G = 3$.

Дисперсионные свойства плазмы в поперечном магнитном поле обсуждаются в разделе 2. Решение нелинейной автомодельной системы уравнений найдено в разделах 3 и 4, а солитонное решение «медленного» уравнения огибающей получено в разделе 5.

2. Медленная необыкновенная волна

Рассмотрим эллиптически поляризованную волну, распространяющуюся в плазме поперек внешнего магнитного поля $\mathbf{B}_0=(0,B_0,0)$, и предположим, что магнитное поле волны $\mathbf{B}$ ориентировано вдоль $\mathbf{B}_0$, а электрическое поле $\mathbf{E}=(E_x, 0, E_z)$ поляризовано в плоскости (x, z).

Самосогласованная система уравнений включает в себя уравнение Максвелла для потенциала [8]:

$$\frac{\partial^2 A_x}{\partial z^2}-\frac{1}{c^2}\frac{\partial^2 A_x}{\partial t^2}=-\frac{4\pi e}{c}n\mathrm{v}_x, \tag{1}$$

кулоновского поля:

$$\frac{\partial E_z}{\partial t}+\mathrm{v}_z\frac{\partial E_z}{\partial z}=-4\pi e n_0\mathrm{v}_z, \tag{2}$$

и релятивистских уравнений гидродинамики для электронов плазмы:

$$\begin{aligned}\left(\frac{\partial}{\partial t}+\mathrm{v}_z\frac{\partial}{\partial z}\right)p_x&=eE_x-e\beta_z\left(B_y+B_0\right),\\ \left(\frac{\partial}{\partial t}+\mathrm{v}_z\frac{\partial}{\partial z}\right)p_z&=eE_z-e\beta_x\left(B_y+B_0\right),\end{aligned} \tag{3}$$

где $E_x=-\partial A_x/c\partial t$ и $B_y=\partial A_x/\partial z$ – компоненты электромагнитной составляющей волны; p, $\gamma=\sqrt{1+p^2/m^2c^2}$ и $\mathrm{v}=p/m\gamma=c\beta$ – импульс, энергия и скорость электрона.

Из уравнений (2) и (3) следует интеграл импульса:

$$p_x+\frac{e}{c}A_x-\frac{E_zB_0}{4\pi c n_0}=\frac{e}{c}A_x\left(t_0,z_0\right), \tag{4}$$

учитывающий дрейф электронов вдоль координаты x в скрещенных E_z и B_o полях (эффект Холла в плазме [9]).

Для малых линейных возмущений $\sim \exp i(\omega t-kz)$ из уравнений (1)–(3) следуют соотношения:

$$\mathrm{v}_z = -i\frac{\omega_B\omega}{\omega^2-\omega_p^2}\mathrm{v}_x, \quad \mathrm{v}_x = -\frac{\omega^2-\omega_p^2}{\omega^2-\omega_{UB}^2}\frac{eA_x}{mc},$$
$$E_z = -\frac{\omega_p^2}{\omega^2-\omega_{UB}^2}\frac{\omega_B A_x}{c}, \tag{5}$$

где $\omega_p = \sqrt{4\pi e^2 n_0/m}$, $\omega_B = eB_0/mc$ и, $\omega_{UB} = \sqrt{\omega_p^2+\omega_B^2}$ – ленгмюровская, циклотронная и верхнегибридная частоты.

Зависимость показателя преломления N медленной необыкновенной волны от частоты ω определяется дисперсионным уравнением [7]:

$$N^2 = 1-\frac{\omega_p^2\left(1-\omega_p^2/\omega^2\right)}{\omega^2-\omega_{UB}^2}, \tag{6}$$

а фазовая скорость волны равна:

$$\mathrm{v}_{ph} = \omega/k = \beta c, \quad \beta \equiv \beta_{ph} = N^{-1}.$$

Левая, правая и внутренняя границы областей непрозрачности плазмы соответственно равны: $\omega_{L,R} = \sqrt{\omega_p^2+\omega_B^2/4} \mp \omega_B/2$ и ω_{UB}, а в плотной плазме $\omega_p \gg \omega_B$ реализуется асимптотика $\omega_{UB}-\omega_L \approx \omega_B/2$.

Групповая скорость волны $\mathrm{v_g} = d\omega/dk$ определяется формулой:

$$\frac{c}{\mathrm{v}_g} = \beta\left[1+\frac{\omega_p^2\omega_B^2}{\left(\omega^2-\omega_{UB}^2\right)^2}\right] \tag{7}$$

Графики функций $\beta(\omega)$ и $\beta_g(\omega) = v_g(\omega)/c$ представлены на рис. 2. В условиях плазменного резонанса $\omega = \omega_p$ фазовая скорость волны равна скорости света, $\beta = 1$.

Вблизи резонанса $\left|\omega_p^2-\omega^2\right| \ll \omega_B^2$ на дисперсионной кривой существует «плато», где фазовая скорость близка к световой и реализуются следующие асимптотики формул (6) и (7):

$$\left(\beta^{-2}-1\right)\omega_B^2/\omega_p^2 = 1-\omega_p^2/\omega^2,$$
$$\beta_g\beta = \omega_B^2/\omega_{UB}^2. \tag{8}$$

Соответствующая (8) область параметров плазмы (сильного магнитного поля) исследована ниже в разделах (3)–(5) в нелинейном приближении.

3. Одномерная световая волна

Переходя в формулах (1)–(3) к автомодельной переменной $\psi = \omega_p(t - z/\mathrm{v}_{ph})$, получаем следующую систему нелинейных уравнений [6]:

$$a' = \beta\left(\zeta - \beta G\frac{P_x}{R}\right),$$
$$\zeta' = \frac{\beta}{R}\frac{1+P_x^2-a^2}{\beta a+R}, \tag{9}$$
$$\left(1-\beta^{-2}\right)A'' - \beta\frac{P_x}{R} = 0,$$

где $\beta = \mathrm{v}_{ph}/c$ – фазовая скорость волны, $P_{x.z} = p_{x,z}/mc$ – безразмерный импульс электрона, а остальные безразмерные переменные есть:

$$A = eA_x/mc^2, \quad \zeta = -eE_z/mc\omega_p, \quad a = \gamma - \beta P_z,$$
$$P_x = -A - G\zeta, \quad R = \sqrt{a^2-\left(1-\beta^2\right)\left(1+P_x^2\right)}, \quad G = \omega_B/\omega_p.$$

Интеграл энергии системы (9) имеет вид:

$$\frac{1}{2}\left[\left(1-\beta^{-2}\right)A'^2+\zeta^2\right]+\frac{1+a^2+P_x^2}{a+\beta R} = H_0, \tag{10}$$

где H_0 – постоянная интегрирования.

Система (9) упрощается для волны, распространяющейся со скоростью света $\beta = 1$:

$$P_x = -A - G\zeta = 0, \tag{11}$$

когда действие на электроны электрического поля eE_x скомпенсировано силой Лоренца $(e/c)[\mathrm{vB}_0]_x$, и плазма находится в поперечном равновесии с волной. При этом движение электронов описывается следующей системой нелинейных уравнений:

$$a' = \zeta, \quad \zeta' = \left(1-a^2\right)/2a^2 \tag{12}$$

Интегрируя (12), получаем уравнение:

$$a' = \sqrt{H-\left(1+a^2\right)/2a_m}, \tag{13}$$

решение которого с помощью подстановки:

$$a = H + \sqrt{H^2-1}\cos\phi, \quad H = \left(1+a_m^2\right)/2a_m, \tag{14}$$

приводится к неполному эллиптическому интегралу второго рода:

$$\psi = 2\sqrt{a_m}\left[E(k)+E(\phi/2,k)\right], \quad k = \sqrt{a_m - a_m^{-1}}, \tag{15}$$

где $E(x,k) = \int_0^x \sqrt{1-k^2 sin^2 x} dx$ и $E(k) = E(\pi/2, k)$. Минимальная и максимальная и амплитуды соответственно равны $a_{max} = a_m$ и $a_{min} = a_m^{-1}$, а нелинейный период колебаний есть:

$$T = 4\sqrt{a_m} E(k) \ . \tag{16}$$

Колебания малой амплитуды $a_1 = a_m - 1 \ll 1$ близки к гармоническим с периодом:

$$T \cong 2\pi\left[1+(3/16)a_1^2\right], \tag{17}$$

соответствующим формуле (8).

Периодические функции $a(\psi)$ и $\zeta(\psi)$ представлены на рис. 3.

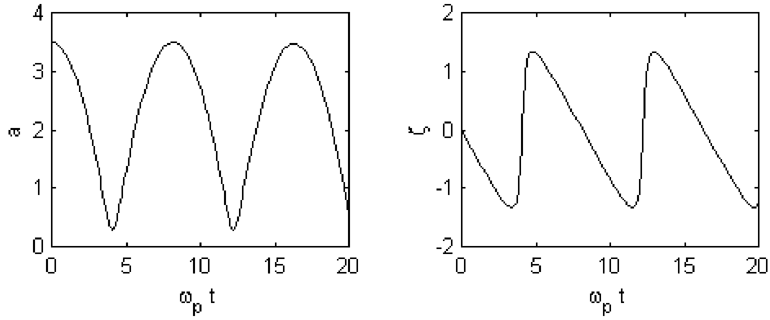

Рис. 3. Одномерная необыкновенная волна в плазме, $\beta = 1$ и $a_m = 3.5$.

4. «Квазисветовая» волна

Отклонение фазовой скорости волны от скорости света сопровождается возникновением поперечных колебаний электронов $|P_x| > 0$. В предельном случае $|1-\beta^{-2}| \ll 1$ и сильном внешнем магнитном поле $G^2 \gg 1$, опуская в (9) слагаемые $P_x^2 \ll a^2 - 1$ и полагая $R \approx a$, получаем следующую систему уравнений:

$$\begin{gathered} a' = \zeta + \frac{G}{a}\left(A + G\zeta\right), \quad \zeta' = \frac{1-a^2}{2a^2}, \\ \left(1-\beta^{-2}\right)A'' + \frac{1}{a}\left(A+G\zeta\right) = 0, \end{gathered} \tag{18}$$

обобщающую формулы (12).

Исключая векторный потенциал A из последнего уравнения (18) и используя равенство $(a\zeta)'' = -a' + a''\zeta$, находим:

$$\left(1-\beta^{-2}\right)\left(aa''' + 3a''a'\right) + \left(\mu a^{-3} + 1\right)a' = \left[1 + \left(1-\beta^{-2}\right)a''\right]\zeta, \tag{19}$$

где $\mu = (1-\beta^{-2})G^2$. В сильном магнитном поле $G^2 \gg 1$ $\mu \approx 1$, опуская в (19) старшие производные, получаем уравнение:

$$\left[\left(\mu a^{-3}+1\right)a'\right]' = (1/2)\left(a^{-2}-1\right), \tag{20}$$

которое в предельном случае $\mu \to 0$ совпадает с (12).

Подстановка $y = 1 - a^{-2}$ преобразует (20) в уравнение:

$$\left[\left[\mu+\left(1-y\right)^{-3/2}\right]y'\right]' = -y\ . \tag{21}$$

Разложим левую часть (21) по степеням $y \ll 1$:

$$\left[\left(\mu+1\right)y+\frac{3}{4}y^2+\frac{5}{8}y^3\right]'' = -y \tag{22}$$

и представим решение в виде:

$$y = y_1\cos\Omega\psi + y_2\cos 2\Omega\psi \tag{23}$$

Далее, приравнивая коэффициенты для гармоник частоты Ω, получаем систему алгебраических уравнений для амплитуд:

$$\begin{gathered}\Omega^2\left[\left(1+\mu\right)y_1+\left(3/4\right)y_1y_2+\left(15/32\right)y_1^3\right] = y_1,\\ 4\Omega^2\left[\left(1+\mu\right)y_2+\left(3/8\right)y_1^2\right] = y_2,\end{gathered} \tag{24}$$

определяющую частоту нелинейных колебаний:

$$\Omega^2\left(u_1\right) = \frac{1}{1+\mu}\left[1-\frac{3}{32}\frac{\left(1+5\mu\right)}{\left(1+\mu\right)^2}y_1^2\right]. \tag{25}$$

Возвращаясь к исходной переменной $y_1 = 2a_1$ и $\Omega = \omega/\omega_p$, находим малую нелинейную добавку к частоте необыкновенной волны:

$$\omega^2\left(a_1\right) = \frac{\omega_p^2}{1+\mu}\left[1-g(\mu)a_1^2\right],\quad g(\mu) = \frac{3}{8}\frac{1+5\mu}{(1+\mu)^2}\ , \tag{26}$$

которое в предельном случае $\mu \ll 1$ совпадает с формулой (17).

5. Солитон огибающей

Нелинейное дисперсионное уравнение (26) может быть использовано для вывода нелинейного дифференциального уравнения для амплитуды слабо нелинейного волнового пакета:

$$A\left(t,z\right) = A\left(\xi\right)\exp\left[i\psi\left(t,z\right)\right],\quad \xi = z - \mathrm{v}_g t\ , \tag{27}$$

где $\mathrm{v_g}$ – групповая скорость огибающей волны (7). Полагая $\beta = \omega/ck$, представим эту формулу, определяющую зависимость частоты ω от волнового числа k и амплитуды поля a_1, в виде:

$$\left(1+G^2\right)\omega^2 - G^2c^2k^2 = \omega_p^2\left\{1-g\left[\mu(\omega,k)\right]a_1^2\right\} \cdot \tag{28}$$

Далее, следуя работе [8], представим волновое число и частоту в виде:

$$k = k_0 + \Delta k, \quad \omega = \omega_0 + \Delta\omega, \quad \Delta\omega = \mathrm{v}_g \Delta k \tag{29}$$

и разложим линейную часть уравнения по степеням Δk:

$$-\mathrm{v}_g \mathrm{v}_{ph}\Delta k^2 + \omega_0^2\left(1+\mu_0\right) - \omega_p^2\left(1-g_0a_1^2\right) = 0 \ , \tag{30}$$

где $\mathrm{v_g v}_{ph} = c^2\,\omega_B^2/\omega_{UB}^2$ и $\mathrm{v}_{ph} = \omega_0/k_0$- групповая и фазовая скорости волны, а остальные обозначения есть:

$$\mu_0 = \left(1-c^2k_0^2/\omega_0^2\right)G^2, \quad g_0 \equiv g\left(\mu_0\right) \cdot \tag{31}$$

Нелинейное дифференциальное уравнение для амплитуды волнового пакета (волны огибающей) может быть найдено с помощью (30). Полагая $\Delta k = id/d\xi$, получаем уравнение для «медленной» амплитуды волны:

$$\frac{d^2a_1}{d\xi^2} + \frac{1}{\mathrm{v}_g\mathrm{v}_{ph}}\left[\omega_0^2(1+\mu_0) - \omega_p^2 + \omega_p^2 g_0 a_1^2\right]a_1 = 0 \cdot \tag{32}$$

Рассмотрим область частот ω_0 и волновых чисел k_0:

$$\Omega^2 = \omega_p^2 - \omega_0^2(1+\mu_0) > 0, \quad g_0 > 0 \ , \tag{33}$$

и представим (33) в безразмерных переменных:

$$Y'' - Y + Y^3 = 0,$$
$$Y = \sqrt{g_0}\frac{\omega_p}{\Omega}a_1, \quad X = \frac{\Omega}{\sqrt{\mathrm{v}_{ph}\mathrm{v}_g}}\xi. \tag{34}$$

Решение уравнения (34), удовлетворяющее граничному условию $Y' = Y = 0$, является солитоном $Y = \mathrm{ch}^{-1}\left(X\right)$,

$$a_1\left(\xi\right) = \frac{\Omega}{\omega_p\sqrt{g_0}}\mathrm{ch}^{-1}\left(\frac{\Omega}{\sqrt{\mathrm{v}_{ph}\mathrm{v}_g}}\xi\right) \cdot \tag{35}$$

6. Заключение

Распространяющаяся в плазме поперек внешнего магнитного поля эллиптически поляризованная медленная необыкновенная волна является суперпозицией электростатической и электромагнитной мод, связанных из-за вращения электронов. Анализ волноводных свойств плазмы на основе дисперсионного уравнения (6) показал, что в конечном магнитном поле $\omega_B > 0$

вблизи точки плазменного резонанса $\omega = \omega_p$ на дисперсионной кривой $\beta(\omega)$ существует «плато», где фазовая скорость волны близка к скорости света (рис. 2). Эта область расширяется с увеличением параметра $G = \omega_B/\omega_p$, причем в области резонанса групповая скорость волны приближается к световой.

Резонансные электроны ускоряются в поле волны и нелинейность уравнений движения проявляется уже при малой амплитуде поля. Поэтому проблема взаимодействия резонансных электромагнитных импульсов с плазмой выходит за рамки линейной теории и требует нелинейного рассмотрения в каждом диапазоне параметров волны и плазмы (9), (19) и (32).

В случае, когда действие электрического поля волны на электроны скомпенсировано поперечной проекцией силы Лоренца, плазма находится в поперечном равновесии с волной (11). Поэтому найденное периодическое автомодельное решение системы уравнений (9) представляет собой одномерную нелинейную электромагнитную волну (15), распространяющуюся поперек магнитного поля со скоростью света. Электроны ускоряются продольным полем волны до релятивистских энергий и в режиме сильной нелинейности форма колебаний значительно отличается от гармонической (рис. 3).

Если фазовая скорость волны отличается от скорости света, то в плазме возникают нелинейные продольно-поперечные колебания. Найденное асимптотическое солитонное решение для волны огибающей (35) существует в сильном магнитном поле вблизи плазменного резонанса $|\omega - \omega_p| \ll \omega_B$, когда фазовая скорость волны близка к скорости света.

ЛИТЕРАТУРА

1. Файнберг Я.Б. Ускорение заряженных частиц с помощью света // Физика плазмы и проблемы управляемого термоядерного синтеза. Вып. 3. Киев: Наукова Думка, 1963. С. 300.
2. Коломенский А.А., Лебедев А.Н. Авторезонансное движение частицы в плоской электромагнитной волне // Доклады АН СССР. 1962. Т. 145. С. 1259.
3. Коломенский А.А., Лебедев А.Н. Резонансные явления при движении частицы в плоской волне // Журнал экспериментальной и теоретической физики. 1963. Т. 44. С. 26.

4. Давыдовский В.Я. О возможности резонансного ускорения заряженных частиц электромагнитными волнами в постоянном магнитном поле // Журнал экспериментальной и теоретической физики. 1963. Т. 43. С. 886.
5. Красовицкий В.Б., Прудских В.В. Авторезонансный солитон в плазме // Физика плазмы. 1994. Т. 20. С. 564.
6. Krasovitskii V., Dorofeenko V., Sotnikov V., Bauer B. Interaction of powerful laser pulse with magnetized plasma // Phys. Plasmas. 2004. Vol. 11. p. 724.
7. Ахиезер А.И. и др. Электродинамика плазмы. М.: Наука, 1974. С. 192, 393.
8. Krasovitskiy V., Turikov V., Sotnikov V. Nonlinear dispersion of resonance extraordinary wave in a plasma with strong magnetic field // Phys. Plasmas. 2007. Vol. 14. pp. 092108-1-10.
9. Красовицкий В.Б., Фомин Г.В. Транспортировка электронных сгустков в магнитоактивной плазме // Физика плазмы. 1991. Т. 17. С. 1400.

REFERENCES

1. Fainberg YA.B. Uskorenie zaryazhennykh chastits s pomoshch'yu sveta [The acceleration of charged particles by means of light] // Fizika plazmy i problemy upravlyaemogo termoyadernogo sinteza. Vyp. 3. Kiev, Naukova Dumka, 1963. p. 300.
2. Kolomenskii A.A., Lebedev A.N. Avtorezonansnoe dvizhenie chastitsy v ploskoi elektromagnitnoi volne [Autoresonance motion of a particle in a plane electromagnetic wave] // Doklady AN SSSR [Reports of SA USSR]. Vol. 145. 1962. p. 1259.
3. Kolomenskii A.A., Lebedev A.N. Rezonansnye yavleniya pri dvizhenii chastitsy v ploskoi volne [Resonance phenomena in the motion of a particle in a plane wave] // Zhurnal eksperimental'noi i teoreticheskoi fiziki [Journal of experimental and theoretical physics]. Vol. 44. 1963. p. 26.
4. Davydovskii V.YA. O vozmozhnosti rezonansnogo uskoreniya zaryazhennykh chastits elektromagnitnymi volnami v postoyannom magnitnom pole [On the possibility of resonant acceleration of charged particles by electromagnetic waves in a constant magnetic field] // Zhurnal eksperimental'noi i teoreticheskoi fiziki [Journal of experimental and theoretical physics]. Vol. 43. 1963. p. 886.
5. Krasovitskii V.B., Prudskikh V.V. Avtorezonansnyi soliton v plazme [Autoresonance soliton in a plasma] // Fizika plazmy [Physics of plasmas]. Vol. 20. 1994. p. 564.
6. Krasovitskii V., Dorofeenko V., Sotnikov V., Bauer B. Interaction of powerful laser pulse with magnetized plasma // Phys. Plasmas. 2004. Vol. 11. p. 724.
7. Akhiezer A.I et al. Elektrodinamika plazmy [Plasma electrodynamics]. M., Nauka, 1974. pp. 192, 193.

8. Krasovitskiy V., Turikov V., Sotnikov V. Nonlinear dispersion of resonance extraordinary wave in a plasma with strong magnetic field // Phys. Plasmas. 2007. Vol. 14. pp. 092108-1-10.
9. Krasovitskii V.B., Fomin G.V. Transportirovka elektronnykh sgustkov v magnitoaktivnoi plazme [Transport of electron bunches in a magnetoactive plasma] // Fizika plazmy [Physics of plasmas]. Vol. 17. 1991. p. 1400.

ИНФОМАЦИЯ ОБ АВТОРАХ

Красовицкий Валерий Борисович – доктор физико-математических наук, профессор, институт прикладной математики им. М.В. Келдыша РАН;
e-mail: krasovit@mail.ru

Бугримов Анатолий Львович – доктор технических наук, профессор, Московский государственный областной университет;
e-mail: al.bugrimov@mgou.ru

INFORMATION ABOUT THE AUTHORS

Krasovitskiy Valerii Borisovich – doctor of physical and mathematical sciences, professor at the Keldysh Institute of Applied Mathematics, RAS;
e-mail: krasovit@mail.ru

Bugrimov Anatolii L'vovich – doctor of technical sciences, professor at the Moscow State Regional University;
e-mail: al.bugrimov@mgou.ru

БИБЛИОГРАФИЧЕСКАЯ ССЫЛКА

Красовицкий В.Б., Бугримов А.Л. Ускорение электронов в поле световой волны в магнитоактивной плазме // Вестник Московского государственного областного университета. Серия: Физика-математика. 2016. № 1. С. 31–43.
DOI: 10.18384/2310-7251-2016-1-31-43.

BIBLIOGRAPHIC REFERENCE

V. Krasovitskiy, A. Bugrimov Acceleration of electrons in the field of a light wave in magnetoactive plasma // Bulletin of Moscow State Regional University. Series: Physics and Mathematics. 2016. no. 1. pp. 31–43.
DOI: 10.18384/2310-7251-2016-1-31-43.