РАДИОФИЗИКА

УДК 537.87;533.951

МОДЕЛЬ САМОИНДУЦИРОВАННОЙ ПРОЗРАЧНОСТИ В СРЕДЕ НЕЛИНЕЙНЫХ ОСЦИЛЛЯТОРОВ

В. А. Кубарев

(кафедра физической электроники)

Рассматривается задача о распространении волновых пакетов в резонансной среде, состоящей из классических нелинейных осцилляторов. Для случая поперечного распространения в холодной бесстолкновительной магнитоактивной плазме получены решения типа уединенных волн. Отмечена аналогия с явлением оптической самоиндуцированной прозрачности.

Явление оптической самоиндуцированной прозрачности (СИП) заключается в том, что в двухуровневой, первоначальной находящейся в основном состоянии среде возможно распространение без искажения и затухания оптических импульсов специальной формы, получивших название солитонов СИП. При этом на фронте солитона среда переводится в возбужденное состояние, а на спаде — обратно в основное. Открытие этого эффекта (Мак-Колл и Хан [1]) стимулировало многочисленные экспериментальные и теоретические исследования [2—5], продолжающиеся до сих пор. Это объясняется как фундаментальностью проблемы взаимодействия излучения с веществом, так и большим интересом к нелинейным эволюционным уравнениям, несколько условно называемым «интегрируемыми», составляющим предмет бурно развивающейся области теоретической физики и математики — теории солитонов [4—6].

Теория явления СИП основана на системе уравнений Максвелла—Блоха, которая при определенных предположениях приводится в резонансном случае к уравнению sin-Гордона, а в нерезонансном — к нелинейному уравнению Шрёдингера [4, 5]. Исследование этих уравнений в значительной степени стимулировало открытие метода обратной задачи рассеяния и ряда других [4—6].

Следует отметить, что ряд авторов проводят различие между терминами «уединенные волны» и «солитоны», требуя для последних существования многосолитонных решений с определенными столкновительными свойствами [4, 5].

Другим чрезвычайно важным типом среды, в которой существуют уединенные волны, является плазма. Известно большое число солитонообразных решений, что соответствует огромному многообразию процессов в плазме; например магнито-звуковые [7], ионно-звуковые [8], циклотронные [9] и др. [9—14]. Существует ряд механизмов нелинейности, связанных в конечном счете с высокой подвижностью электронов. В указанных случаях плотной плазмы ($\omega_p \gg \omega_e$, где ω_p, ω_e — ленгмюровская и циклотронная частоты электронов) основным физическим механизмом является образование «ям» концентрации или плотности энергии электромагнитного поля под действием пондеромоторных сил.

В случае разреженной сильно замагниченной бесстолкновительной плазмы ($\omega_e \gg \omega_p$) среда представляет собой систему нелинейных электронных осцилляторов [15], где основным механизмом нелинейности является неизохронность их вращения. Такая модель широко исполь-

зуется в радиофизике при анализе процессов резонансного взаимодействия электронных потоков и электромагнитного поля, например в теории гироприборов [15, 16], при исследовании нагрева плазмы на электронном циклотронном резонансе [17]. Известна аналогия между радиационными процессами в среде нелинейных осцилляторов и двухуровневой среде [18, 19]. В частности, подобные этой модели успешно применяются для описания канализации электромагнитного излучения и сверхизлучения в ансамблях нелинейных осцилляторов [20, 21]. Оказывается, что эффект СИП также можно описать в рамках аналогичного приближения.

Постановка задачи и основные уравнения

Будем рассматривать поперечное распространение резонансных волновых пакетов ($\omega \approx \omega_e \gg \omega_p$, ω — несущая частота) в холодной бесстолкновительной замагниченной электронной плазме. Роль ионов заключается только в зарядовой нейтрализации. По аналогии с теорией оптической СИП (см. [1—3, 5] и цитированную там литературу) используем следующие предположения: осцилляторы взаимодействуют только через поле излучения; до прихода излучения они находятся в невозбужденном состоянии, т. е. их поперечные импульсы нулевые; рассеяние излучения во все стороны, кроме направления распространения импульса, пренебрежимо мало. Кроме этого, считаем, что запаздывание излучения на ларморовском радиусе электронов мало (условие применимости дипольного приближения, которое эквивалентно требованию малости скорости по сравнению со скоростью света), отсутствуют излучение на циклотронных гармониках и дрейф ведущих центров. Предполагаем, что концентрация электронов постоянна, т. е. нет дополнительной ионизации во время распространения импульса. Для определенности будем считать, что магнитное поле направлено по оси z, а волновой пакет распространяется вдоль оси y, тогда ларморовские орбиты электронов лежат в плоскости (xy).

В линейном приближении характер распространения плоских волн и дисперсионные характеристики хорошо известны [22]. Резонансно взаимодействующая с электронами необыкновенная волна является продольно-поперечной (компоненты электрического поля — E_x, E_y) и в рассматриваемом случае разреженной сильно замагниченной плазмы описывается следующим линейным дисперсионным соотношением:

$$\omega^2 - k^2c^2 = \frac{\omega_e^2\omega_p^2}{(\omega^2 - \omega_e^2)}, \tag{1}$$

совпадающим с соответствующим для оптической СИП [5, с. 345], если ленгмюровскую частоту рассчитывать по концентрации атомов, а частоте перехода сопоставить циклотронную частоту. Далее продольной компонентой волны будем пренебрегать.

При учете фазовой неизохронности электронных осцилляторов используем в соответствии со сделанными предположениями систему из уравнений движения электронов и одномерного волнового уравнения:

$$\begin{aligned} &\partial p_x/\partial t = -eE_x(t,\ y) - \omega_e p_y/\gamma, \\ &\partial p_y/\partial t = \omega_e p_x/\gamma, \\ &\partial^2 E_x(t,\ y)/\partial y^2 - (1/c^2)\,\partial^2 E_x(t,\ y)/\partial t^2 = 1/(\varepsilon_0 c^2)\,\partial j_x/\partial t. \end{aligned} \tag{2}$$

Здесь p_x, p_y — компоненты импульса электронов; e, $(m_0\gamma)$ — их заряд и релятивистская масса, $j_x = enp_x/(m_0\gamma)$ — компонента плотности тока,

c — скорость света. Предполагая применимость метода медленно меняющихся амплитуд, ищем решение в виде

$$
\begin{aligned}
&p_x = m_0 c p \cos(\tau - z - \psi), \quad \tau = \omega t, \ z = ky, \\
&p_y = m_0 c p \sin(\tau - z - \psi), \\
&E_x = 2(m_0 c\omega/e)\,\alpha \cos(\tau - z - \varphi),
\end{aligned} \tag{3}
$$

где p, α — нормированные модуль поперечного импульса частиц и напряженность электрического поля волны; ψ, φ — медленные фазы.

В этих переменных систему (2) запишем следующим образом (индексы τ, z означают частные производные по этим переменным):

$$
\begin{aligned}
&p_\tau = -\alpha \cos\theta, \\
&\psi_\tau = (1 - \mu/\gamma) + (\alpha/p)\sin\theta, \\
&\alpha_\tau + \alpha_z = I(p/\gamma)\cos\theta, \\
&\varphi_\tau + \varphi_z = (I/\alpha)(p/\gamma)\sin\theta, \\
&\mu = \omega_e/\omega, \ I = (1/4)\,\omega_p^2/\omega^2, \ \theta = \psi - \varphi, \ \gamma = (1 + p^2)^{1/2}.
\end{aligned} \tag{4}
$$

Этим уравнениям соответствует линейное дисперсионное соотношение $\omega - kc = (1/4)\,\omega_p^2/(\omega - \omega_e)$, эквивалентное (1), если пренебречь обратной волной и нерезонансной циркулярно поляризованной компонентой прямой волны.

Более компактно система (4) выглядит в комплексных переменных $P = p\exp\{-i\psi\}$, $A = \alpha\exp\{-i\varphi\}$:

$$
\begin{aligned}
&P_\tau + iP(1 - \mu/\gamma) = -A, \\
&A_\tau + A_z = IP/\gamma, \\
&\gamma = (1 + |P|^2)^{1/2}.
\end{aligned} \tag{5}
$$

Как уже отмечалось, дипольное приближение справедливо при слаборелятивистских скоростях электронов ($p \ll 1$); при этом в уравнениях (4), (5) можно положить $\gamma \approx 1 + p^2/2$ в членах, ответственных за неизохронность осцилляторов, и $\gamma \approx 1$ — в остальных. В результате получим

$$
\begin{aligned}
&p_\tau = -\alpha \cos\theta, \\
&\psi_\tau = (\delta + p^2/2) + (\alpha/p)\sin\theta, \\
&\alpha_\tau + \alpha_z = Ip\cos\theta, \\
&\varphi_\tau + \varphi_z = (I/\alpha)\,p\sin\theta, \\
&\delta = 1 - \mu = 1 - \omega_e/\omega,
\end{aligned} \tag{6}
$$

где δ — расстройка циклотронного резонанса.

В комплексных переменных

$$
\begin{aligned}
&P_\tau + iP(\delta + |P|^2/2) = -A, \\
&A_\tau + A_z = IP.
\end{aligned} \tag{7}
$$

Системы уравнений (6), (7) можно перенормировать так ($p' = p/p_n$, $\alpha' = \alpha/\alpha_n$, $\tau' = \Omega\tau$, $z' = \Omega z$), что останется один параметр — приведенная расстройка $\Delta = \delta/\Omega = \delta/I^{1/2}$, причем $p_n = 2^{1/2} I^{1/4}$, $\alpha_n = 2^{1/2} I^{3/4}$, $\Omega = I^{1/2}$; тогда, опуская штрихи, получим

$$
\begin{aligned}
&p_\tau = -\alpha\cos\theta,\\
&\psi_\tau = (\Delta + p^2) + (\alpha/p)\sin\theta,\\
&\alpha_\tau + \alpha_z = p\cos\theta,\\
&\varphi_\tau + \varphi_z = (1/\alpha)\, p\sin\theta.
\end{aligned}
\tag{8}
$$

$$
\begin{aligned}
&\Delta = (1-\mu)/I^{1/2} = (1-\omega_e/\omega)/I^{1/2} = 2(\omega-\omega_e)/\omega\ ,\\
&P_\tau + iP(\Delta + |P|^2) = -A,\\
&A_\tau + A_z = P.
\end{aligned}
\tag{9}
$$

В независимых переменных $\eta=\tau-z$, $\xi=z$ систему (9) можно записать в виде нелинейного уравнения Клейна—Гордона:

$$A_{\eta\xi} + iA_\xi(\Delta + |A_\xi|^2) + A = 0, \quad P = A_\xi. \tag{10}$$

От известных вариантов нелинейного уравнения Клейна—Гордона [14] это уравнение отличается тем, что нелинейный член определяется не динамической переменной, а ее пространственной производной. Закону сохранения энергии соответствует интеграл

$$|A|^2_\xi = -|A_\xi|^2_\eta. \tag{11}$$

Распространение импульса малой интенсивности описывается линейным уравнением Клейна—Гордона (телеграфное уравнение без потерь), решение которого можно записать в виде решения Римана, и распространение импульса имеет следующий качественный характер: его фронт (предвестник) движется со скоростью света, так как связь волны с невозбужденными осцилляторами отсутствует; основной импульс реактивно затухает, что соответствует его дисперсионному «расплыванию» по пространству. Отметим, что авторы [5, с. 380] показывают неприменимость метода Фурье в случаях, подобных СИП, и относят их к «задачам без дисперсионного соотношения».

Следует отметить, что уравнениям sin-Гордона и sh-Гордона можно формально сопоставить следующие системы уравнений типа (9), но с действительными P, A:

$$
\begin{cases} P_\tau = \gamma^2 A,\\ A_z = P/\gamma,\\ \gamma = (1+P^2)^{1/2}, \end{cases}
\quad
\begin{cases} P = \operatorname{tg}\theta,\\ \gamma = 1/\cos\theta, \end{cases}
\quad
\begin{cases} \theta_{\tau z} = \sin\theta,\\ A = \theta_\tau. \end{cases}
$$

$$
\begin{cases} P_\tau = \gamma A,\\ A_z = P,\\ \gamma = (1+P^2)^{1/2}, \end{cases}
\quad
\begin{cases} P = \operatorname{sh}\theta,\\ \gamma = \operatorname{ch}\theta, \end{cases}
\quad
\begin{cases} \theta_{\tau z} = \operatorname{sh}\theta,\\ A = \theta_\tau. \end{cases}
$$

Решение в виде уединенных волн

Как обычно в теории уединенных волн [14], ищем решение как функцию независимой переменной $u=\tau-z/\beta_p$, где $\beta_p(<1)$ — нормированная на скорость света скорость уединенной волны. При этом (8) преобразуется в систему обыкновенных дифференциальных уравнений:

$$
\begin{aligned}
&p_u = -\alpha\cos\theta,\\
&\theta_u = (\Delta + p^2) + (\alpha/p)\sin\theta + (sp/\alpha)\sin\theta,\\
&\alpha_u = -sp\cos\theta,\ s = 1/(\beta_p^{-1} - 1) > 0
\end{aligned}
\tag{12}
$$

с интегралами движения

$$\alpha^2 = sp^2, \ \alpha \sin\theta = -p/2\,(\Delta + p^2/2). \tag{13}$$

Используя их, первое из уравнений (12) представим в виде

$$p_u = p\,[s - (1/4)\,(\Delta + p^2/2)^2]^{1/2} \tag{14}$$

или

$$t_u = 2t\,[s - (1/4)\,(\Delta + t)^2]^{1/2}, \quad t = p^2/2. \tag{15}$$

Решение в виде уединенной волны существует при $\Delta^2 < 4s$; тогда это уравнение несложно проинтегрировать с помощью подстановки $t = (4s)^{1/2}(\sin q - \sin q_0)$, где $\sin\ q_0 = \Delta/(4s)^{1/2}$:

$$\operatorname{tg}(q/2) = (r + g)/(1 + rg),$$

$$r = \exp\,[(4s)^{1/2}\cos q_0 u], \quad g = \operatorname{tg}(q_0/2). \tag{16}$$

В результате получим решение

$$p^2 = 2t = t_m f(u), \quad \alpha^2 = sp^2 = st_m f(u),$$

$$t_m = 2\,(4s)^{1/2}\,(1 - g)^2/(1 + g^2), \ f(u) = 2\,(1 + g)^2\,r/[(r + g)^2 + (1 + rg)^2]. \tag{17}$$

Константа интегрирования выбрана так, чтобы максимум интенсивности волны (функции $f(u)$) был при $u = 0$; $f(u)$ нормирована при этом на единицу ($f(0) = 1$). Видно, что форма уединенной волны симметрична: $f(-u) = f(u)$. Площадь под импульсом p^2 определяется выражением $\int\limits_{-\infty}^{\infty} p^2\,du = 4\,(\pi/2 - q_0)$; таким образом, при $q_0 = 0$ ($\Delta = 0$) это 2π-импульс, а при $q_0 = -\pi/2$ ($\Delta = \Delta_L$, см. далее) и $q_0 = \pi/2$ ($\Delta \to \infty$) — 4π и 0π-импульсы соответственно. Таким образом, при изменении расстройки циклотронного резонанса Δ от граничной $\Delta_L < 0$ до $\Delta \to \infty$ площадь монотонно убывает от 4π до 0, принимая любые промежуточные значения.

Для полного решения задачи осталось связать скорость β_p с интенсивностью и длительностью (по определенному уровню).

Наиболее просто это сделать в случае точного циклотронного резонанса $\Delta = 0$, когда $q_0 = g = 0$ и (17) имеет вид одиночного солитона:

$$t_{m0} = 2\,(4s)^{1/2}, \quad f_0(u) = 1/\operatorname{ch}[(4s)^{1/2}u] = 1/\operatorname{ch}(u/T), \tag{18}$$

$$p_0^2 = t_0 = 2/(T\operatorname{ch}(u/T)), \quad \alpha_0^2 = st_0 = 1/(2T^3\operatorname{ch}(u/T))$$

с безразмерной длительностью (по уровню $1/\operatorname{ch}(1) = 1/\varepsilon$) $2T$, где $T = 2/t_{m0} = 1/(4s)^{1/2}$. Максимальная энергия электронов W_e в соответствии с (18) составляет

$$W_e = m_0c^2/2p_0^2p_n^2 = m_0c^2\,(\omega_p/\omega)\,(1/T). \tag{19}$$

Для скорости уединенной волны получим

$$\beta_p = 1/(1 + 4T^2) = 1/[1 + (\omega_p T_p)^2], \tag{20}$$

где $2T_p$ — длительность в секундах, $T = \omega_p T_p/2$. Длина уединенной волны (по тому же уровню) равна $L_p = c\beta_p 2T_p = L_m 2\omega_p T_p/[1 + (\omega_p T_p)^2]$, $L_m = c/\omega_p$ — ее максимальное значение при $\omega_p T_p = 1$.

Решение (18), (19) практически совпадает с односолитонным решением для резонансного оптического эффекта СИП [1—5].

С помощью (13) получим выражения для фаз ($\theta_u=p^2/2$, $\psi_u=(3/4)p^2+\Delta/2$, $\varphi_u=p^2/4+\Delta/2$):

$$\theta_0=\int p_0^2/2du=2\operatorname{arctg}[\exp\{u/T\}],$$

$$\psi_0=(3/2)\,\theta_0-\pi,\quad \varphi_0=\theta_0/2,\quad u=\eta-\xi/s \tag{21}$$

и решение уравнений (9):

$$P_0=p_0\exp\{-i\psi_0\}=-p_0\exp\{-i\,(3/2)\,\theta_0\},\ A_0=\alpha_0\exp\{-i\theta_0/2\}. \tag{22}$$

При конечных расстройках циклотронного резонанса Δ получить соответствующие соотношения сложнее, так как профиль волны зависит от расстройки. Зависимость $\beta_p(\Delta, T)$ запишем в параметрическом виде

$$\beta_p=F^2(q_0)/[F^2(q_0)+4T^2\sin^2 q_0],\quad \Delta=F(q_0)/T, \tag{23}$$

$$F(x)=\operatorname{tg}x\ln\{\varepsilon+(\varepsilon-1)\sin x+[(\varepsilon-1)(\varepsilon+1+(\varepsilon-1)\sin x)(1+\sin x)]^{1/2}\}.$$

При малых расстройках $\Delta(\sin q_0\approx q_0\ll 1)$ $F(q_0)\approx q_0$ и получаем результат (19).

Функция $F(q_0)$ неограниченно возрастает ($F(q_0)\approx\operatorname{tg}(q_0)$, что соответствует $\omega\to\infty$) при $q_0\to\pi/2$ и $F(q_0)\approx-(\varepsilon-1)^{1/2}$ при $q_0\to-\pi/2$. Это означает, что существует низкочастотная граница области существования уединенных волн, зависящая от их длительности. Соответствующая граничная расстройка $\Delta_L=-(\varepsilon-1)^{1/2}/T$ в размерном виде составляет порядка ширины частотного спектра уединенной волны: $(\omega-\omega_e)=-(\varepsilon-1)^{1/2}/T_p$. Наличие такой границы связано с потерей устойчивости уединенной волны и появлением решения в виде периодической волны, в которой энергия электронов колеблется в пределах $0<|\Delta|-(4s)^{1/2}<p^2/2<|\Delta|+(4s)^{1/2}$ ($\Delta<-(4s)^{1/2}<0$, см. (15) при $\Delta^2>4s$). Однако это решение выходит за рамки использованного приближения, так как не согласуется с требованием $p\to 0$ при $u\to\pm\infty$. Для описания подобных режимов необходимо рассмотрение ансамбля нелинейных осцилляторов [18, 19].

Выражения (16), (17), (23) дают двухпараметрическое семейство решений в виде уединенных волн СИП в плазме и позволяют рассчитать их энергетические характеристики. Вычисляя энергию как интеграл по объему, занимаемому уединенной волной, от суммы плотностей электромагнитной энергии и кинетической энергии электронов, получим

$$W(\Delta,\ T)=\sigma W_0\omega_p^2/(\omega c^2)\,[1/(8T^2)]\,K(\Delta,\ T), \tag{24}$$

$$W_0=(4\pi\varepsilon_0)\,m_0^2c^5/e^2\approx 8{,}7\ \text{ГВт},\quad K(\Delta,\ T)=[(\pi/2-q_0)/(\pi/2)]\,F^2(q_0)/\sin^2 q_0,$$

где σ — поперечная площадь волнового пакета, $K(\Delta, T)$ — безразмерный коэффициент, нормированный при $\Delta=0$ на единицу ($K(0, T)=1$). Отметим, что отношение электромагнитной энергии к кинетической равно параметру $s=1/(\beta_p^{-1}-1)\approx 1/(4T^2)$.

Характерные зависимости скорости уединенной волны β_p и коэффициента $K=W(\Delta, T)/W(0, T)$ (формулы (23), (24)) от расстройки Δ приведены на рис. 1. На частотах выше низкочастотной границы ($\Delta>\Delta_L$) скорость монотонно возрастает, определяется соотношением (20) при $\Delta=0$ и стремится к скорости света при значительных отстройках

от циклотронного резонанса ($(\omega-\omega_e)/\omega_p>2$). Энергия уединенной волны, пропорциональная K, имеет неглубокий минимум при $\Delta<0$ и возрастает при $\Delta>0$ тем быстрее, чем больше длительность уединенной волны. Эти данные позволяют оценить допустимую неоднородность магнитного поля как $\delta\omega_e/\omega_e<\omega_p/\omega_e$.

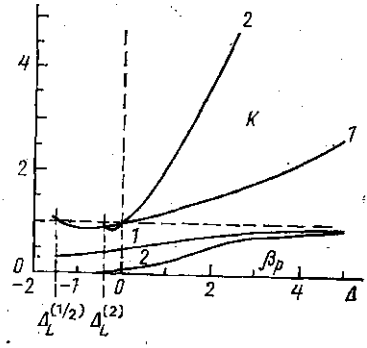

Рис. 1. Зависимости скорости уединенной волны β_p (нормированной на скорость света) и ее энергии в относительных единицах $K=W(\Delta, T)/W(0, T)$ от расстройки $\Delta=2(\omega-\omega_e)/\omega_p$ при $T=1/2$ (*1*) и 2 (*2*)

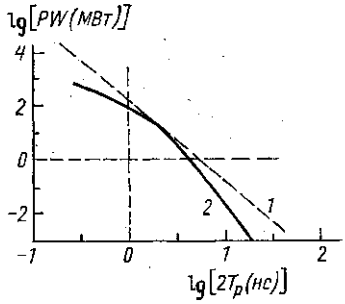

Рис. 2. Характерные мощности СВЧ-импульса, необходимые для возбуждения уединенной волны в плазме ($\omega_p=10^9$ с$^{-1}$, $\omega_e=10^{11}$ с$^{-1}$), в зависимости от его длительности $2T_p$; *1* — PW_m, *2* — PW_p

При оценках возникает вопрос о поперечных размерах уединенной волны; в качестве характерной длины естественно выбрать $L_m=c/\omega_p$ или L_p, соответствующие площади поперечного сечения волнового пучка равны $\sigma_m=L_m^2$ и $\sigma_p=L_p^2$. Тогда оценку для мощности СВЧ-импульса (в плазме!) длительностью $2T_p$, необходимого для возбуждения уединенной волны, можно получить, разделив ее энергию на $2T_p$:

$$\sigma=\sigma_m,\ PW_m=W_0(\omega_p/\omega)[1/(32T^3)]K(\Delta, T),$$

$$\sigma=\sigma_p,\ PW_p=W_0(\omega_p/\omega)[\beta_p^2/(2T)]K(\Delta, T). \qquad (25)$$

Заметим, что $PW_m=PW_p$ при $T=1/2$ (или $T_p=1/\omega_p$), когда $L_m=L_p$.

Оценим соответствующие величины для плазмы с $\omega_p=10^9$ с$^{-1}$ (концентрация $\sim 4\cdot 10^8$ см$^{-3}$) в магнитном поле 0,5 Тл ($\omega\approx\omega_e\approx 10^{11}$ с$^{-1}$, длина волны 2 см). При этом характерная длительность $1/\omega_p=1$ нс, длина $L_m=0{,}3$ м, размеры плазмы порядка $0{,}3\times 0{,}3\times 1$ м. Допустимая неоднородность магнитного поля ($\sim\omega_p/\omega_e$) — несколько процентов. Зависимости мощностей от длительности приведены на рис. 2; их порядок при $2T_p=10$ нс — единицы МВт. При этом в соответствии с (19) максимальная энергия электронов составляет несколько кэВ (W_e (кэВ) $\approx 10/T_p$ (нс)). Требуемая мощность меньше для более длительных импульсов; однако при этом возбуждение продольной волны, которая не учитывалась, может существенно изменить характер распространения уединенной волны. Требуемый объем плазмы можно уменьшить при увеличении ее концентрации и магнитного поля и переходе в миллиметровый диапазон.

Приведенные оценки показывают, что экспериментальное наблюдение рассмотренного эффекта СИП в лабораторных условиях в принципе возможно, хотя и связано со значительными трудностями. Во-первых, необходим большой объем однородной сильнозамагниченной плазмы с высокой однородностью магнитного поля; во-вторых, необходим мощный СВЧ-генератор с импульсом наносекундной длительности; кроме того, нужно решить задачу ввода излучения в плазму и его вывода. Кроме задержки уединенной волны по сравнению с обыкновенной косвенным подтверждением эффекта можно было бы считать распад более длительного импульса на солитоны. Эти вопросы требуют дополнительного рассмотрения.

Отметим, что релятивистские уравнения (4), (5) также имеют решения в виде уединенных волн вида (16), (17).

В случае продольного распространения электромагнитных импульсов ситуация принципиально иная, так как в результате ускорения осцилляторов происходит почти полная компенсация их неизохронности — эффект авторезонанса [23].

Полученные нами выше решения по аналогии с решениями, приведенными в работе [12], можно назвать «быстрыми необыкновенными солитонами». Существенная особенность рассмотренного семейства уединенных волн состоит в его двухпараметричности; кроме обычного параметра — длительности — появляется второй параметр — приведенная расстройка циклотронного резонанса. Вследствие этого в зависимости от несущей частоты форма уединенной волны изменяется и площадь под импульсом может принимать любые значения в диапазоне от 0 до 4π.

ЛИТЕРАТУРА

[1] McCall S. I., Hahn E. L.//Cited in Bull. Amer. Phys. Soc. 1965. 10. P. 1189. [2] McCall S. I., Hahn E. L.//Phys. Rev. Lett. 1967. 18. P. 908. [3] Lamb G. L.//Rev. Mod. Phys. 1971. 43. P. 99. [4] Солитоны//Под ред. Р. Буллафа и Ф. Кодри. М., 1983. [5] Абловиц М., Сигур Х. Солитоны и метод обратной задачи. М., 1987. [6] Захаров В. Е., Манаков С. В., Новиков С. П., Питаевский Л. П. Теория солитонов. Метод обратной задачи. М., 1980. [7] Сагдеев Р. З.//Физика плазмы и проблема управляемых термоядерных реакций. М., 1958. Т. 4. С. 384. [8] Веденов А. А., Велихов Е. П., Сагдеев Р. З.//Ядерный синтез. 1961. 1. С. 82. [9] Петвиашвили В. И.//Вопросы теории плазмы. М., 1979. Вып. 9. С. 59. [10] Кадомцев Б. Б., Карпман В. И.//УФН. 1971. 103. С. 193. [11] Захаров В. Е., Кузнецов Е. А.//ЖЭТФ. 1974. 66. С. 594. [12]. Петвиашвили В. И.//Физика плазмы. 1975. 1, № 1. С. 28; 1976. 2, № 3. С. 469. [13] Кадомцев Б. Б. Коллективные явления в плазме. М., 1976. [14] Петвиашвили В. И., Похотелов О. А. Уединенные волны в плазме и атмосфере. М., 1989. [15] Гапонов А. В.//Изв. вузов, Радиофизика. 1959. 2, № 3. С. 450. [16] Гинзбург Н. С., Завольский Н. А., Нусинович Г. С.//Радиотехн. и электроника. 1987. 32, № 5. С. 1031. [17] Суворов Е. В., Токман М. Д.// Физика плазмы. 1988. 14, № 8. С. 950. [18] Канавец В. И., Стабинис А. Ю.// Изв. вузов, Радиофизика. 1969. 12, № 1. С. 129. [19] Канавец В. И., Корженевский А. В., Кубарев В. А., Черепенин В. А.//Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1984. 25, № 2. С. 68. [20] Гинзбург Н. С., Ковалев Н. Ф., Петелин М. И.//Релятивистская высокочастотная электроника. Горький, 1990. Вып. 6. С. 7. [21] Ильинский Ю. А., Маслова Н. С.//ЖЭТФ. 1988. 94, № 1. С. 171. [22] Александров А. Ф., Богданкевич Л. С., Рухадзе А. А. Основы электродинамики плазмы. М., 1988. [23] Корниенко В. Н., Кубарев В. А., Черепенин В. А.//Радиотехн. и электроника. 1992. 37, № 1. С. 133.

Поступила в редакцию
03.12.92