ЛИТЕРАТУРА

[1] Базь А. И., Зельдович Я. Б., Переломов А. М. Рассеяния, реакции и распады в нерелятивистской квантовой механике. М., 1971. С. 50—52. [2] Файн В. М. Квантовая радиофизика. Т. 1. Фотоны и нелинейные среды. М., 1972. С. 62—71. [3] Лоудон Р. Квантовая теория света. М., 1976. С. 221. [4] Клышко Д. Н. Физические основы квантовой электроники. М., 1986. С. 258. [5] Смирнов Д. Ф., Трошин А. С.//УФН. 1987. **153**, № 2. С. 293. [6] Елютин П. В.//ДАН СССР. 1987. **294**, № 5. С. 1089.

Поступила в редакцию
25.06.90

РАДИОФИЗИКА

УДК 533.951

НЕЛИНЕЙНЫЕ ВЕРХНЕГИБРИДНЫЕ ВОЛНЫ ПРИ КОНЕЧНОЙ ТЕМПЕРАТУРЕ ПЛАЗМЫ

И. М. Алешин, Л. С. Кузьменков, О. О. Трубачев

(кафедра теоретической физики)

Найдено и исследовано решение релятивистских кинетических уравнений Власова—Максвелла в кубическом по полю приближении для верхнегибридных волн, распространяющихся перпендикулярно внешнему магнитному полю.

Изучение нелинейных верхнегибридных волн в рамках релятивистской кинетической теории плазмы имеет самостоятельный интерес. Кроме того, такие волны при распространении перпендикулярно магнитному полю могут эффективно ускорять заряженные частицы [1, 2].

Найдем стационарное решение самосогласованной системы уравнений Власова—Максвелла для верхнегибридных волн, распространяющихся вдоль оси $0x$ перпендикулярно внешнему магнитному полю $\mathbf{B}=(0,\ 0,\ B_0)$ в кубическом по амплитуде волны E приближении. Пр этом предполагается, что $v_E/c=eE/(mc\omega)\ll 1$ и поле B_0 не слишком сильное: $\omega_B/\omega_p\ll 1$, где ω_B и ω_p — циклотронная и плазменная частоты соответственно.

Учитывая, что для верхнегибридной волны движением ионов можно пренебречь и ее поперечная составляющая порядка EB_0, уравнения Власова—Максвелла сведем к системе уравнений

$$
\begin{gathered}
V^{(\mathrm{IV})}+\omega_0^2\ddot{V}+\mu_1\ddot{V}^2+\mu_2\ddot{\omega}^3+\mu_3\omega_B^2V+\mu_4\omega_B W=0,\\
W^{(\mathrm{IV})}-\varkappa^2\ddot{W}+\eta_1\omega_B\ddot{V}+\eta_2\omega_B\dddot{V}\dot{V}+\eta_3\omega_B\ddot{V}^2+\eta_4\ddot{W}\ddot{V}+\eta_5\dot{W}\dddot{V}=0
\end{gathered}
\tag{1}
$$

для функций V и W таких, что $\ddot{V}=-eE_x$, $\ddot{W}=-eE_y$; точкой обозначено дифференцирование по переменной $\tau\equiv t-x/v_{\mathrm{ph}}$; v_{ph} — фазовая скорость волны. Коэффициенты уравнений (1) являются функциями фазовой скорости и температуры плазмы T. Общий вид этих функций и их асимптотики для фазовых скоростей, близких к скорости света, даются формулами

$$
\omega_0^2=-4\pi e^2\int v_x\frac{1}{\Delta}\frac{\partial f_0}{\partial p_x}\,d^3p\simeq\omega_p^2K_2^{-1}(\alpha)\left[K_1(\alpha)+\frac{2}{\alpha}K_0(\alpha)\right];
$$

$$
\mu_1=-2\pi e^2\int v_x\left(\frac{1}{\Delta}\frac{\partial}{\partial p_x}\right)^2 f_0\,d^3p\simeq-\frac{3\omega_p^2}{2mc}\left(1+\frac{2K_1(\alpha)}{\alpha K_2(\alpha)}\right);
$$

$$
\mu_2=-\frac{2\pi e^3}{3}\int v_x\left(\frac{1}{\Delta}\frac{\partial}{\partial p_x}\right)^2 f_0 d^3p\simeq-\frac{2\omega_p^2}{(mc)^2}\left[\frac{6}{\alpha}+\frac{K_1(\alpha)}{K_2(\alpha)}\right];
$$

$$\mu_3 = -4\pi m^2 e^2 \int v_x \left(\frac{1}{\Delta}\left(v_y \frac{\partial}{\partial p_x} - v_x \frac{\partial}{\partial p_y}\right)\right)^2 \frac{1}{\Delta}\frac{\partial}{\partial p_x} f_0\, d^3p \simeq$$

$$\simeq -\omega_p^2 K_2^{-1}(\alpha)\left[K_3(\alpha) + \frac{5}{\alpha} K_4(\alpha) + \frac{315}{\alpha^2} K_5(\alpha)\right];$$

$$\mu_4 = 4\pi m e^2 \int \frac{v_x}{\Delta}\left(v_y \frac{\partial}{\partial p_x} - v_x \frac{\partial}{\partial p_y}\right)\frac{1}{\Delta}\frac{\partial f_0}{\partial p_y} d^3p \simeq 0{,}5\omega_p^2 [3 - K_0(\alpha)/K_2(\alpha)];$$

$$\varkappa^2 = \frac{4\pi e^2}{\varepsilon}\int \frac{v_y}{\Delta}\frac{\partial f_0}{\partial p_y} d^3p \simeq -\frac{\omega_p^2}{\delta}\left[1 - \frac{K_0(\alpha)}{K_2(\alpha)}\right];$$

$$\eta_1 = \frac{4\pi e^2 m}{\delta}\int \frac{v_y}{\Delta}\left(v_y \frac{\partial}{\partial p_x} - v_x \frac{\partial}{\partial p_y}\right)\frac{1}{\Delta}\frac{\partial f_0}{\partial p_x} d^3p \simeq -\frac{\omega_p^2}{2\delta}\left[3 + \frac{K_0(\alpha)}{K_2(\alpha)}\right];$$

$$\eta_2 = \frac{4\pi e^2 m}{\delta}\int \frac{v_y}{\Delta}\frac{\partial}{\partial p_x}\frac{1}{\Delta}\left(v_y \frac{\partial}{\partial p_x} - v_x \frac{\partial}{\partial p_y}\right)\frac{1}{\Delta}\frac{\partial f_0}{\partial p_x} d^3p \simeq$$

$$\simeq -\frac{\omega_p^2}{2mc\delta}\left[3 - \frac{K_0(\alpha)}{K_2(\alpha)}\right];$$

$$\eta_3 = \frac{2\pi m e^2}{\delta}\int \frac{v_y}{\Delta}\left(v_y \frac{\partial}{\partial p_x} - v_x \frac{\partial}{\partial p_y}\right)\left(\frac{1}{\Delta}\frac{\partial}{\partial p_x}\right)^2 f_0\, d^3p \simeq$$

$$\simeq \frac{-\omega_p^2}{2mc\delta}\left[\frac{K_3(\alpha)}{K_2(\alpha)} + \frac{\alpha}{2}\left(\frac{K_0(\alpha)}{K_2(\alpha)} - 1\right) + \frac{30K_4(\alpha)}{\alpha K_2(\alpha)} + \frac{315K_5(\alpha)}{\alpha^2 K_2(\alpha)}\right];$$

$$\eta_4 = \frac{-4\pi e^2}{\delta}\int v_y \left(\frac{\partial}{\partial p_y} + \frac{v_y}{v_{\mathrm{ph}}\Delta}\frac{\partial}{\partial p_x}\right)\frac{1}{\Delta}\frac{\partial f_0}{\partial p_x} d^3p \simeq$$

$$\simeq -\frac{7\omega_p^2}{mc\delta}\cdot K_1(\alpha)/K_2(\alpha);$$

$$\eta_5 = \frac{-4\pi e^2}{\delta}\int \frac{v_y}{\Delta}\frac{\partial}{\partial p_x}\frac{1}{\Delta}\frac{\partial f_0}{\partial p_y} d^3p \simeq -\frac{\omega_p^2}{2mc\delta}[K_0(\alpha) - 0{,}75K_2(\alpha) -$$

$$-3{,}75K_5(\alpha)]; \quad \delta \equiv 1 - c^2/v_{\mathrm{ph}}^2; \quad \Delta \equiv 1 - v_x/v_{\mathrm{ph}};$$

$$f_0 = n\alpha \exp\{-\alpha u_0\}/[4\pi (mc)^3 K_2(\alpha)];$$

где f_0 — релятивистская максвелловская функция распределения, u_0 — 4-скорость, $K_n(\alpha)$ — функции Макдональда, $\alpha \equiv mc^2/T$.

Для решения нелинейной системы уравнений (1) можно использовать метод Крылова—Боголюбова. Для продольной E_x и поперечной E_y компонент электрического поля получаем

$$E_x = -E_0 \sin(\omega\tau + \varphi_0) + \frac{e\mu_1}{8\omega} E_0^2 \sin[2(\omega\tau + \varphi_0)] -$$

$$-\frac{3e^2}{8\omega^2} E_0^3 \left(\frac{\mu_1^2}{3\omega^2} + \frac{\mu_2}{2}\right)\sin[3(\omega\tau + \varphi_0)]; \tag{2}$$

$$E_y = \frac{\eta_1 \omega_B E_0 \cos(\omega\tau + \varphi_0)}{\omega(\varkappa^2 + \omega_0^2)} - \frac{e\omega_B E_0^2}{2\omega^2\varkappa^2}\left(\frac{\mu_3\eta_1}{\omega^2} + \eta_2 - \eta_3 - \frac{(\eta_4 - \eta_5)\eta_1}{\omega_0^2 + \varkappa^2}\right) -$$

$$-\frac{e\omega_B E_0^2}{2\omega(\varkappa^2 + \omega_0^2 4)}\left(\eta_2 + \eta_3 + \frac{\mu_1\eta_1}{3\omega^2} + \frac{\eta_1(\eta_4 + \eta_5)}{\omega_0^2 + \varkappa^2}\right)\cos[2(\omega\tau + \varphi_0)]; \tag{4}$$

$$\Delta\omega \equiv \omega - \omega_0 = -\frac{e^2 E_0^2}{4\omega_0^3}\left(\frac{3\mu_2}{2} - \frac{5\mu_1^2}{3\omega_0^3}\right) + \frac{\omega_B^2}{2\omega_0^3}\left(\mu_3 + \frac{\mu_4\eta_1}{\omega_0^2 + \varkappa^2}\right).$$

Из (2) видно, что продольная составляющая имеет вторую и третью гармоники, амплитуда которых не зависит от B_0 [3]. Первая гармоника поперечной компоненты волны (3) соответствует результату линейной теории [4]. Волна конечной амплитуды имеет также вторую гармонику поперечной компоненты и постоянную составляющую. Появление второй гармоники поля E_y есть следствие нелинейности уравнения для продольной составляющей и нелинейной связи между E_x и E_y. Постоянная составляющая поля E появляется за счет перехода в систему отсчета, связанную с волной, как следствие преобразований Лоренца для поля и приводит к серфинг-эффекту [1, 2]. Но это поле равно нулю в лабораторной системе отсчета. Самосогласованный учет тока частиц, движущихся вдоль фронта волны, приводит к тому, что постоянное электрическое поле отлично от нуля и в лабораторной системе отсчета. В результате в системе отсчета, связанной с волной, постоянное поле оказывается по модулю меньшим и равным

$$E_y' = (E_y - (v_{\text{ph}}/c)\,B_0)\,/\,\sqrt{1 - v_{\text{ph}}^2/c^2}.$$

Температурные зависимости амплитуд гармоник поперечной составляющей для $v_{\text{ph}} \sim c$ приведены на рис. 1. Их возрастание обусловлено усиливающейся с увеличением T связью продольного и поперечного движений. Сдвиг частоты (4) имеет вклад,

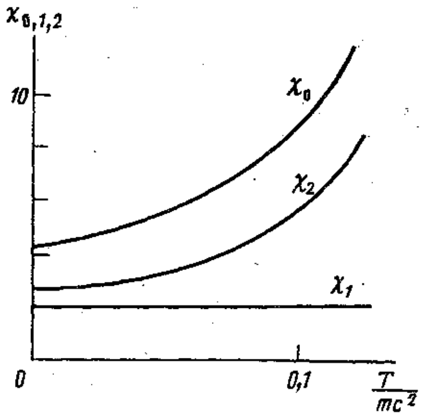

Рис. 1

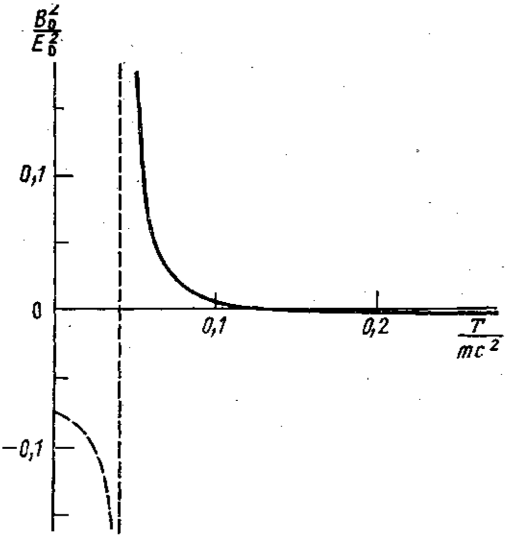

Рис. 2

Рис. 1. Температурная зависимость функций $\chi_{0,1,2}$, определяющих амплитуды постоянной составляющей $E_0 v_E \omega_B \chi_0/(c\omega_p)$, первой и второй гармоник $E_0\omega_B\chi_1/\omega_p$, $E_0 v_E \omega_B \chi_2/(c\omega_p)$ поперечной компоненты верхнегибридной волны

Рис. 2. Зависимость от температуры отношения B_0^2/E_0^2, при котором сдвиг частоты обращается в нуль

пропорциональный B_0^2, следующий также из линейного приближения, и нелинейный вклад [3]. Полный сдвиг частоты может обращаться в нуль. Для $v_{\text{ph}} \sim c$ зависимость параметра B_0^2/E_0^2 от температуры, когда $\Delta\omega = 0$, изображена на рис. 2, из которого видно, что присутствие магнитного поля уменьшает необходимую для обращения $\Delta\omega$ в нуль температуру на порядок по сравнению с незамагниченной плазмой [5]. Сдвиг частоты для верхнегибридной волны в линейном приближении также может обращаться в нуль.

ЛИТЕРАТУРА

[1] Сагдеев Р. З.//Вопросы теории плазмы. М., 1964. С. 20. [2] Katsouleas T., Dawson J. M.//Phys. Rev. Lett. 1983. 151. P. 392. [3] Кузьменков Л. С., Соколов А. А., Трубачев О. О.//Изв. вузов, Физика. 1983. № 12. С. 17. [14] Ахиезер А. И., Ахиезер И. А., Половин Р. В. и др. Электродинамика плазмы. М., 1974. [5] Вахдейн А. С., Кузьменков Л. С., Трубачев О. О.//Физика плазмы. 1989. 15, № 10. С. 1197.

Поступила в редакцию
06.07.90

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1991. Т. 32, № 1

ОПТИКА И СПЕКТРОСКОПИЯ

УДК 621.373

ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ПОПЕРЕЧНОЙ ПРОСТРАНСТВЕННОЙ КОГЕРЕНТНОСТИ И ПОЛЯРИЗАЦИОННЫХ СВОЙСТВ СВЕТА, РАСПРОСТРАНЯЮЩЕГОСЯ ЧЕРЕЗ НЕЛИНЕЙНЫЕ ГИРОТРОПНЫЕ СРЕДЫ

В. А. Алешкевич, А. А. Голубков, Г. Д. Кожоридзе, В. А. Макаров

(кафедра общей физики для физического факультета; кафедра общей физики и волновых процессов)

Исследовано преобразование пространственных флуктуаций поля полностью неполяризованной световой волны на начальном этапе схлопывания пучка. Рассчитана критическая мощность самофокусировки. Показано, что в процессе распространения излучения в изотропной гиротропной среде его степень поляризации растет, а пространственная когерентность уменьшается.

В работе [1] было показано, что пространственная дисперсия кубической нелинейности значительно влияет на пороговые условия и характер самофокусировки когерентного эллиптически поляризованного излучения. Естественно ожидать, что в гиротропной среде преобразование флуктуаций светового поля также будет более сложным. Применение метода моментов [2] или «приосевого» приближения [3] к решению этой задачи не приведет к принципиальному упрощению (по сравнению, например, с методом статистических испытаний [4]) из-за необходимости численного решения большой системы дифференциальных уравнений. В связи с этим полезно предварительно рассмотреть преобразование флуктуаций на начальном этапе схлопывания пучка с использованием приближенных методов [5—7], приводящих к наглядным аналитическим результатам.

В данной работе на основе использования приближения фазового канала [7] исследуется преобразование поперечной пространственной когерентности (ППК) [3] и поляризационных свойств светового пучка с узким частотным спектром в процессе его распространения в гиротропной нерелаксирующей среде с пространственной дисперсией кубической нелинейности. В случае падения на среду полностью неполяризованного излучения найдены элементы матрицы поперечных корреляционных функций $\Gamma_{ij}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, z_1) = \langle A_i(\mathbf{r}_1, z_1) A_j^*(\mathbf{r}_2, z_1)\rangle$ $(i, j = x, y;\ \mathbf{r} = \{x, y\})$. Показано, что в процессе самовоздействия излучение становится частично поляризованным, уменьшается параметр ППК $K(z_1) = [R(z_1)/a(z_1)]^2$ (R и a — радиус корреляции и радиус пучка), причем критическая мощность самофокусировки существенно возрастает при уменьшении $K_0 = K(0)$.

Распространение частично когерентного света вдоль оси z_1 в изотропной гиротропной среде описывается следующей системой параболических уравнений [1] для медленно меняющихся амплитуд $A_\pm = A_x \pm iA_y$ циркулярно поляризованных компонент случайного поля:

$$\partial A_\pm/\partial z_1 + (i/2k)\,\Delta_\perp A_\pm = i\,\{\pm\rho_0 - (\sigma_1/2 \mp \rho_1)\,|A_\pm|^2 - (\sigma_1/2 + \sigma_2)\,|A_\mp|^2\}\,A_\pm, \quad (1)$$

где k — волновое число, $\Delta_\perp = \partial^2/\partial x^2 + \partial^2/\partial y^2$, $\sigma_{1,2}$ — величины, связанные с ненулевыми компонентами тензора кубической нелинейности, а $\rho_{0,1}$ — константы линейной и нелинейной гирации (в обычных средах $|\rho_1/\sigma_1| \ll 1$).