

что хорошо видно на рис. 5. По этим искривлениям считались скачки δn_0 и δn_e на границе зародыша. Было получено, что скачок δn_e значительно превосходит δn_0 и составляет 0,09 и 0,04 для МБА и 0,09 и 0,05 для ЖК-440.

На основании полученных экспериментальных данных был рассчитан скачок параметра порядка ΔS для МБА при фазовом переходе $N \rightleftharpoons I$ по формуле из работы [1], которая справедлива вблизи фазового перехода:

$$\delta \Delta n = \frac{4\pi}{3} \frac{N_A \rho}{m} (\gamma_e - \gamma_0) \frac{\bar{n}^2 + 2}{n_e + n_0} \Delta S,$$

где N_A — число Авогадро, m — молекулярный вес, ρ — плотность, $(\gamma_e - \gamma_0)$ — анизотропия поляризуемости,

$$\bar{n}^2 = (n_e^2 + 2n_0^2)/3; \quad n_e = n_i + \delta n_e, \quad n_0 = n_i - \delta n_0,$$

n_i — показатель преломления изотропной жидкости вблизи фазового перехода.

При использовании данных других авторов:

$$N_A \rho / m = 2,38 \cdot 10^{24}, \quad \Delta \gamma = 28,1 \cdot 10^{-24} \text{ [2]}, \quad n_i = 1,63 \text{ [3]},$$

был получен скачок параметра порядка для МБА $\Delta S = 0,35 \pm 0,02$. Учет анизотропии локального поля меняет скачок ΔS приблизительно на 1%.

Таким образом, разработанный метод позволил впервые определить скачки показателей преломления непосредственно на границе сосуществования двух фаз и рассчитать величины скачка параметра порядка, что существенно для выяснения характера фазового превращения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Аверьянов Е. М., Шабанов В. Ф. Кристаллография, 1978, **23**, с. 320.
[2] Блинов Л. М. и др. Кристаллография, 1975, **20**, с. 1245. [3] Блинов Л. М. Электро- и магнитооптика жидких кристаллов. М.: Наука, 1978, с. 49.

Поступила в редакцию
29.12.83

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1984, т. 25, № 5

УДК 533.9.02:53.072

ДИАМАГНИТНАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ ЦИКЛОТРОННЫХ ВОЛН В ПЛАЗМЕ

Л. В. Бородачев, А. К. Некрасов

(кафедра математики)

1. Введение. В настоящее время широко проводятся эксперименты по циклотронному нагреву плазмы с использованием волн большой интенсивности [1], что повышает роль нелинейных эффектов. Одним из таких эффектов, впервые рассмотренным в работе [2] и названным там высокочастотным диамагнетизмом, является образование ям магнитного поля в области локализации циклотронных колебаний подобно тому, как образуются ямы плотности в области локализации ленгмюровских колебаний [3]. Нелинейное уменьшение магнитного поля связано с появлением поперечного к нему квазистационарного электрического тока

вследствие высокочастотного давления волнового пакета на плазму. В [4] была развита общая теория диамагнетизма потенциальных циклотронных волн (мод Бернштейна), позволяющая рассматривать колебания на произвольных гармониках циклотронной частоты электронов или ионов и с произвольными волновыми векторами. Диамагнитный эффект в случае стоячей волны накачки на второй гармонике электронной циклотронной частоты исследовался численно [5], а в [6] этот эффект на той же гармонике был обнаружен экспериментально.

В указанных работах [2, 4, 5] изучались стационарные решения полученных уравнений. Однако представляет большой интерес динамика развития нелинейных циклотронных волн, которая может привести к образованию стационарных состояний — циклотронных солитонов или к коллапсу циклотронных волн.

В настоящей работе мы рассматриваем линейную теорию модуляционной неустойчивости циклотронных колебаний, связанной с диамагнитным эффектом. Решение дисперсионного уравнения приводится в практически важном случае колебаний на второй гармонике электронной циклотронной частоты. В этом же случае диамагнитный эффект исследуется численно как для стоячей (см. [5]), так и для бегущей одномерных волн накачки. Характерные черты используемой математической модели, постановка и метод решения задачи рассмотрены в [5]. Там же обсуждаются некоторые особенности постановки вычислительных экспериментов, в частности выбор основных модельных параметров.

2. Уравнения циклотронных волн. Дисперсионное уравнение. Уравнения потенциальных циклотронных волн (мод Бернштейна), учитывающие диамагнитный эффект, в общем случае были получены в [4]. При $k_{\perp} \rho_j \ll 1$ ($k_{\perp}$ — модуль волнового вектора колебаний, нормального внешнему магнитному полю $\mathbf{H}_0$, направленному вдоль оси oz , ρ_j — ларморовский радиус частиц сорта j) уравнения для амплитуды потенциала колебаний, представленного как

$$\Phi(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{2} \psi(\mathbf{r}, t) e^{-i n \omega_{j0} t} + \text{к. с.} \quad (1)$$

(ω_{j0} — невозмущенная циклотронная частота), имеют вид

$$\Delta \left(\frac{i}{n \omega_{j0}} \frac{\partial \psi}{\partial t} - \hat{Q}_{n,j} \psi \right) = \text{div } h \nabla \psi, \\ h = -a_{n,j} |\chi|^2, \quad (2) \\ \frac{i}{n \omega_{j0}} \frac{\partial \chi}{\partial t} - h \chi = \hat{P}_{n,j} \psi,$$

где $h = \delta H / H_0$ — относительное нелинейное изменение магнитного поля,

$$a_{n,j} = \frac{1}{4n!} r_{Dj}^{-2} H_0^{-2}, \quad r_{Dj} = \left(\frac{T_{\perp j}}{m_j} \right)^{1/2} \omega_{pj}^{-1}$$

— дебаевский радиус,

$$\hat{P}_{n,j} = \rho_j^n \left(\frac{\partial}{\partial x} + i \frac{\partial}{\partial y} \right)^n, \quad \rho_j = \left(\frac{T_{\perp j}}{2m_j} \right)^{1/2} \omega_{j0}^{-1}.$$

Мы считаем, что частота колебаний ω близка к n -й гармонике циклотронной частоты: $\omega \approx n \omega_j$. Уравнения (2) применимы как для электронных, так и для ионных циклотронных колебаний. В первом случае $\hat{Q}_{n,e} = \alpha_{n,e} |\hat{P}_{n-1,e}|^2$, где

$$\alpha_{n,e} = \frac{(-1)^{n-1}}{2n!} \frac{(n^2 - 1) \omega_{pe}^2}{(n^2 - 1) \omega_{e0}^2 - \omega_{pe}^2}.$$

Во втором случае при условии $k_z V_{T\parallel e} \gg n\omega_i$ (k_z — волновой вектор колебаний вдоль магнитного поля, $V_{T\parallel e} = (T_{\parallel e}/m_e)^{1/2}$ — продольная тепловая скорость электронов) имеем $\hat{Q}_{n,i} = \alpha_{n,i} |\hat{P}_{n,i}|^2$, где

$$\alpha_{n,i} = \frac{(-1)^n}{n!} \frac{T_{\parallel e}}{T_{\perp i}}.$$

Линеаризуем систему (2) на фоне монохроматической бегущей волны, положив $\psi = \psi_0 + \psi_1$, где

$$\psi_0 = \frac{A}{k_0} \exp(ik_0 r - i\delta\omega t), \quad \psi_1 \sim \exp(ik_0 r - i\delta\omega t + i\kappa r - i\Omega t),$$

$$\psi_1^* \sim \exp(-ik_0 r + i\delta\omega t + i\kappa r - i\Omega t)$$

[3]. Тогда получим следующее дисперсионное уравнение:

$$1 + \frac{2W}{\omega_{k_0}^2 - \omega^2} + W \frac{k_0(k_0 + \kappa)}{k_0^{2n}(k_0 + \kappa)^2} \frac{\{k_0(k_0 + \kappa) + i[k_0\kappa]_z\}^n}{(\omega_{k_0} + \omega)(\omega_{k_0} - \omega_{k_0 + \kappa} + \omega)} + \\ + W \frac{k_0(k_0 - \kappa)}{k_0^{2n}(k_0 - \kappa)^2} \frac{\{k_0(k_0 - \kappa) + i[k_0\kappa]_z\}^n}{(\omega_{k_0} - \omega)(\omega_{k_0} - \omega_{k_0 - \kappa} - \omega)} = 0. \quad (3)$$

Здесь

$$W = \frac{|A|^2 a_{n,i}}{k_0^2 \omega_{k_0}} (k_0 \rho_j)^{2n}, \quad \omega = \frac{\Omega}{n\omega_{j0}}, \quad \omega_{k_0} = \frac{\delta\omega}{n\omega_{j0}},$$

частота ω_k определяется из соотношения $\hat{Q}_{n,j}\psi = \omega_k\psi$. Отметим, что второй член слева в (3) связан с учетом $\hbar$ в уравнении для функции χ .

Особенностью полученного дисперсионного уравнения является наличие мнимых членов, пропорциональных векторному произведению волновых векторов невозмущенной волны и возмущения. В одномерном случае мнимые члены исчезают. В неодномерном случае, когда волновой вектор возмущения направлен под углом к волновому вектору невозмущенной волны, возможна беспороговая неустойчивость, приводящая к самофокусировке волнового пучка. Наличие в (3) мнимых членов обусловлено в данном случае видом $\hat{P}_{n,j}$. Этот же оператор приводит к возникновению в уравнениях для возмущений амплитуды и фазы колебаний [7] пространственных производных нечетного порядка. Отметим, что наличие мнимой единицы в качестве множителя при векторных произведениях характерно для волновых уравнений (см., например, [8]).

3. Решение дисперсионного уравнения. Получим решения дисперсионного уравнения (3) для электронно-циклотронных колебаний на второй гармонике ($n=2$), представляющих наибольший практический интерес. Мы рассмотрим два случая: $k_0 \parallel \kappa$ и $k_0 \perp \kappa$.

А. Модуляционная неустойчивость (одномерный случай: $k_0 \parallel \kappa$). При малой и умеренной интенсивности волны $W \ll \omega_{k_0}^2$ (k_0 задано) неустойчивыми будут модуляции с $\kappa \leq k_0$ и $\omega \leq \omega_{k_0}$. Для длинноволновых модуляций ($\kappa \ll k_0$) решение уравнения (3) равно ($\omega = \omega_r + i\gamma$)

$$\omega = (2 + \omega) \frac{\kappa}{k_0} \omega_{k_0} + i \left[\omega(2 - \omega) - \frac{\kappa^2}{k_0^2} \right]^{1/2} \frac{\kappa}{k_0} \omega_{k_0}, \quad (4)$$

где $\omega = W/\omega_{k_0}^2$. Из (4) следует, что модуляции с $\kappa > \kappa_1 \approx \sqrt{\omega} k_0$ устойчивы; максимальный инкремент колебаний $\gamma_{\max} \approx \omega \omega_{k_0}$. По порядку величины формула (4) применима при $\kappa \approx k_0$.

В случае мощной волны $W \gg \omega_{k_0}^2$ возбуждаются модуляции с $\kappa \ll k_0$ и $\kappa \gg k_0$. При $\kappa \ll k_0$ уравнение (3) примет вид

$$\omega^3 - \omega_{k_0}^2 \omega + 2W \frac{\kappa}{k_0} \omega_{k_0} = 0. \quad (5)$$

Отсюда следует, что неустойчивыми будут модуляции с $\kappa > \kappa_2 = 3^{-3/2} \omega^{-1} k_0$. При $\kappa \gg \kappa_2$ инкремент колебаний $\gamma \approx \left(\omega \frac{\kappa}{k_0} \right)^{1/3} \omega_{k_0}$.

Для коротковолновых модуляций ($\kappa \gg k_0$) дисперсионное уравнение имеет вид

$$\omega^3 - \omega \omega_{k_0}^2 \frac{\kappa^4}{k_0^4} + 2W \omega_{k_0} \frac{\kappa^3}{k_0^3} = 0. \quad (6)$$

Анализ (6) показывает, что неустойчивыми будут модуляции с $\kappa < \kappa_3 = \sqrt{3} \omega^{1/3} k_0$. Модуляции с $\kappa = \kappa_4 = 2^{-2/3} \kappa_3$ имеют максимальный инкремент $\gamma_{\max} = 2^{1/6} 3^{1/2} \omega^{2/3} \omega_{k_0}$. Качественная зависимость γ/ω_{k_0} от κ/k_0 при различных значениях параметра ω приведена на рис. 1

Б. Самофокусировка (двумерный случай: $k_0 \perp \kappa$). Рассмотрим теперь случай, когда модуляция возникает строго поперек направления распространения волны. Дисперсионное уравнение примет вид

$$(\omega^2 - \omega_{\kappa}^2)(\omega^2 - \omega_{k_0}^2 - 2W) + 2W \frac{(k_0 + i\kappa)^2}{k_0^2 + \kappa^2} (\omega^2 - \omega_{k_0} \omega_{\kappa}) = 0. \quad (7)$$

При умеренной интенсивности волны ($W \ll \omega_{k_0}^2$) в области длинноволновой ($\kappa \ll k_0$) низкочастотной ($\omega \ll \omega_{k_0}$) модуляции решение уравнения (7) равно

$$\omega = \frac{\kappa}{k_0} \omega_{k_0} \left[\frac{\kappa^2}{k_0^2} - 2\omega + 4i\omega \frac{\kappa}{k_0} (1 + 2\omega) \right]^{1/2}, \quad (8)$$

Отсюда следует, что модуляции с $\kappa \leq \kappa_1 = \sqrt{2\omega} k_0$ раскачиваются с таким же инкрементом, как и в одномерном случае. Модуляции с $\kappa > \kappa_1$ (при условии $\omega \ll 1$) имеют меньший инкремент $\gamma = 2\omega \frac{\kappa}{k_0} \omega_{k_0}$.

Формула (8) применима и в случае мощной волны ($W \gg \omega_{k_0}^2$) для модуляций с $\kappa \leq \omega^{-1} k_0$.

Уравнение (7) при произвольном ω имеет в длинноволновой области $\kappa \ll k_0$ решение

$$\omega = \omega_{k_0} \left(1 + 4i\omega \frac{\kappa}{k_0} \right)^{1/2}. \quad (9)$$

Для большой интенсивности волны ($\omega \gg 1$) выражение (9) дает наибольший инкремент в длинноволновой области. При $\omega \sim 1$ инкременты, определяемые (8) и (9), имеют одинаковый порядок, а при $\omega \ll 1$ инкремент (8) становится больше инкремента (9).

В области коротковолновой модуляции ($\kappa \gg k_0$) решение уравнения (7) $\omega = \omega_r + i\gamma$ с наибольшим инкрементом имеет вид

$$\omega_r = \left[\frac{1}{2} \omega_{\kappa}^2 + 2W + \left(\frac{1}{4} \omega_{\kappa}^4 + 4W^2 \right)^{1/2} \right]^{1/2},$$

$$\gamma = \frac{1}{2} W \frac{k_0}{\kappa} \omega_r \left(\frac{1}{4} \omega_{\kappa}^4 + 4W^2 \right)^{-1/2}. \quad (10)$$

В случае малой интенсивности волны ($\omega \ll 1$) из (10) получим $\omega_r \approx \omega_{\kappa}$,

$\gamma \approx \omega \frac{k_0^3}{\kappa^3} \omega_{k_0}$. Такие же выражения имеют место и при большой интенсивности волны ($\omega \gg 1$) в области $\kappa \gg \kappa_2 = (4\omega)^{1/4} k_0$. При $\kappa \ll \kappa_2$ получим

$$\omega_r = 2\omega^{1/2} \omega_{k_0}, \quad \gamma = \frac{1}{2} \omega^{1/2} \frac{k_0}{\kappa} \omega_{k_0} (\omega \gg 1).$$

Отметим, что в области $\kappa \ll \kappa_2$ инкремент значительно больше, чем в области $\kappa \gg \kappa_2$.

При совпадении длин волновых векторов модуляции и волны накачки ($\kappa = k_0$) решение уравнения (7) имеет вид

$$\omega = [1 + 2(1 + i)\omega]^{1/2} \omega_{k_0}. \quad (11)$$

Нетрудно видеть, что все полученные выше решения по порядку величины при $\kappa \approx k_0$ совпадают с (11). Таким образом, наибольшим инкре-

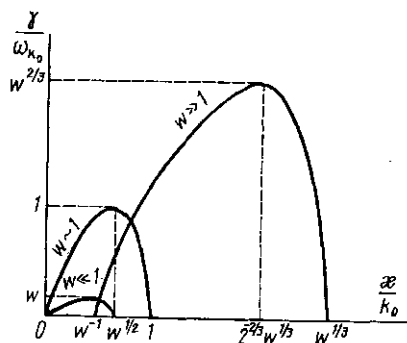


Рис. 1. Зависимость γ/ω_{k_0} от κ/k_0 ($k_0 \parallel \kappa$)

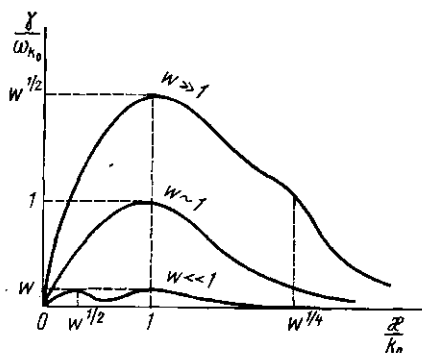


Рис. 2. Зависимость γ/ω_{k_0} от κ/k_0 ($k_0 \perp \kappa$)

ментом при $k_0 \perp \kappa$ обладают модуляции с $\kappa \approx k_0$. Качественная зависимость γ/ω_{k_0} от κ/k_0 при различных значениях параметра ω приведена на рис. 2.

4. Численные результаты. Здесь мы рассмотрим результаты численного исследования диамагнитного эффекта на второй гармонике электронной циклотронной частоты для стоячей и бегущей одномерных волн накачки.

Стоячая волна. Этот случай был рассмотрен нами в [5], и поэтому ниже будут приведены лишь основные результаты. Пусть в плазменной системе задано внешнее электрическое поле, представляющее собой стационарную стоячую волну:

$$E_{\text{ext}} = E_0 \cos(2\omega_{e0} + \delta\omega_0)t \cos k_0 x.$$

Определим полное (внешнее плюс внутреннее) поле в плазме E_0 из соотношения $\epsilon E_0 = E_{0\text{ext}}$, где ϵ — диэлектрическая проницаемость. Для качественных оценок положим, что $E_0 \sim \cos k_0 x$ (при $h \ll \frac{\delta\omega_0}{2\omega_{e0}}$ такое допущение достаточно верно). Тогда с помощью уравнений (2) в стационарном случае получим уравнение для определения качественной зависимости характерной глубины магнитной ямы $|h_0|$ от амплитуды внешнего поля

$$|h_0|(\Delta + |h_0|)^2 = D^2, \quad (12)$$

где

$$\Delta = \Omega_0 + \alpha k_0^2 \rho_e^2, \quad D = 2^{-3/2} k_0 \rho_e^2 r_{De}^{-1} \frac{E_{0 \text{ ext}}}{H_0},$$

$$\Omega_0 = \frac{\delta \omega_0}{2 \omega_{e0}}, \quad \alpha = -\frac{3}{4} \frac{\omega_{pe}^2}{3 \omega_{e0}^2 - \omega_{pe}^2}.$$

При $\Delta=0$ частота внешнего поля совпадает с частотой собственных циклотронных колебаний.

Непосредственной целью численных экспериментов была опытная проверка двух теоретических зависимостей, определяемых уравнением (12): $|h_0| = f_1(\Delta)$ при $D = \text{const}$ и $|h_0| = f_2(E_{0 \text{ ext}})$ при $\Delta=0$. Это определило две серии расчетов. В первой серии при фиксированном

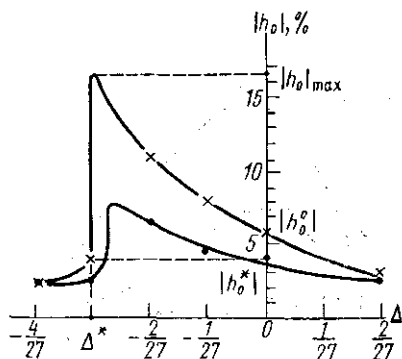


Рис. 3. Зависимость относительной глубины магнитной ямы $|h_0|$ от Δ при $E_{0 \text{ ext}}/H_0 = 0,25$ ($\omega_{pe} = \omega_{e0}$, $k_0^2 \rho_e^2 = 0,2$) ($\times$ — теория, $\bullet$ — эксперимент)

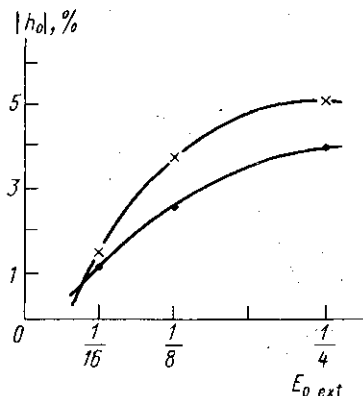


Рис. 4. Зависимость относительной глубины магнитной ямы $|h_0|$ от $E_{0 \text{ ext}}$ при $\Delta=0$ ($\omega_{pe} = \omega_{e0}$, $k_0^2 \rho_e^2 = 0,2$) ($\times$ — теория, $\bullet$ — эксперимент)

$E_{0 \text{ ext}} = 0,25 H_0$ исследовалась зависимость $|h_0| = f_1(\Delta)$. Во второй рассматривалась зависимость $|h_0| = f_2(E_{0 \text{ ext}})$ при $\Omega_0 = -\alpha k_0^2 \rho_e^2$. Так как при выводе (12) были использованы упрощающие предположения, то для сравнения численных результатов с теоретическими применялось более точное уравнение: $|h_0|(\Omega_0 + |h_0|)^2 = D^2 \left(\frac{E_0}{E_{0 \text{ ext}}} \right)^2$. Здесь и ниже

E_0 — величина полного электрического поля на длине волны накачки, взятая непосредственно из численного эксперимента. По результатам первой и второй счетных серий построены теоретические и опытные кривые, представленные соответственно на рис. 3 и 4.

Анализируя уравнение (12), можно заметить следующее. Из условия сохранения однозначности вытекает, что в точке $\Delta^* = -3 \cdot 2^{-2/3} D^{2/3}$ происходит срыв до величины $|h_0^*| = 2^{-2/3} D^{2/3}$ (см. рис. 3). Максимальная глубина ямы достигается в точке $\Delta = \Delta^*$ и определяется из уравнения $\Delta^* = -|h_0|_{\text{max}} + D(|h_0|_{\text{max}})^{-1/2}$. Характер зависимости $|h_0|$ от $E_{0 \text{ ext}}$ определен уравнением $|h_0| = D^{2/3}$ при $\Delta=0$.

На рис. 5, а изображен усредненный по времени профиль магнитного поля для волны накачки $E_{\text{ext}} \sim \cos k_0 x$, где $k_0 = 2\pi/L$ (L — длина системы). Видно образование двух ям. Этот же результат следует из (2), поскольку качественная зависимость h от координаты имеет вид $h \sim -\sin^2(2\pi x/L)$.

Бегущая волна. Цель численных экспериментов по модуляционной неустойчивости бегущей волны состояла в качественной проверке теоретических результатов, полученных в пункте А раздела 3. В первой серии анализировались выводы из формулы (4). Были выбраны следующие параметры:

$$L = 5 \frac{c}{\omega_{pe}}, \quad k_0 = \frac{2\pi}{L}, \quad \omega_{pe} = \omega_{e0}, \quad \frac{1}{c} \left(\frac{T_{\perp e}}{m_e} \right)^{1/2} = 0,5.$$

В этом случае $\omega \approx 30 E_0^2 / H_0^2$. Частота волны накачки задавалась из условия $\Delta = 0$. В эксперименте амплитуда полного поля E_0 (до начала неустойчивости) имела один порядок с $E_{0 \text{ ext}}$. Из формулы (4) видно (см. также рис. 1), что с увеличением амплитуды поля область неустойчивости расширяется, причем модуляции с $\kappa_* = \sqrt{30} \frac{E_0}{H_0} k_0$ имеют наи-

больший инкремент $\gamma_{\max} \approx 4,5 \frac{E_0^2}{H_0^2} \omega_{e0}$ (в абсолютных единицах). На

рис. 5, б, в представлены усредненные по времени профили магнитного поля для двух значений амплитуды волны накачки соответственно: $E_{0 \text{ ext}}/H_0 = 0,1$ и $E_{0 \text{ ext}}/H_0 = 0,175$. Первому значению соответствует профиль с двумя ямами ($E_0 = 1,5 E_{0 \text{ ext}}$), второму — с тремя ($E_0 = 1,4 E_{0 \text{ ext}}$). Эти факты хорошо согласуются с теорией, так как $\kappa_* \approx (2/3)^{1/2} k_0$ для первого случая и $\kappa_* \approx (15/8)^{1/2} k_0$ для второго, причем отношение этих двух значений κ_* равно 1,7 (половина волны образует одну яму). По порядку величины $\gamma_{\max} \sim 0,1 \omega_{e0}$. За время $t \sim \gamma_{\max}^{-1}$ эффект начинает заметно проявляться.

Во второй серии экспериментов с бегущей волной мы рассмотрели случай, когда $\omega \gg 1$. Были выбраны следующие параметры:

$$L = 7 \frac{c}{\omega_{pe}}, \quad k_0 = \frac{\pi}{2L}, \quad \omega_{pe} = \omega_{e0}, \quad \frac{1}{c} \left(\frac{T_{\perp e}}{m_e} \right)^{1/2} = 0,35.$$

При этом $\omega \approx 1,2 \cdot 10^5 E_0^2 / H_0^2$. По-прежнему $\Delta = 0$. Амплитуда поля волны накачки выбиралась так, чтобы максимальным инкрементом обладала модуляция, приводящая к образованию четырех ям ($\kappa_0/k_0 = 8$) в профиле магнитного поля. В этом случае $E_0/H_0 \approx 0,06$ ($E_0 \approx E_{0 \text{ ext}}$) и инкремент $\gamma_{\max} = 0,12 \omega_{e0}$. Усредненный по времени профиль магнитного поля приведен на рис. 5, г.

Таким образом, путем математического моделирования магнитоактивной плазмы впервые численно подтверждено существование диамагнитного эффекта. Рассмотрена связанная с ним модуляционная неустойчивость волны накачки. Получены инкременты самофокусировки и самосжатия. Проведены вычислитель-

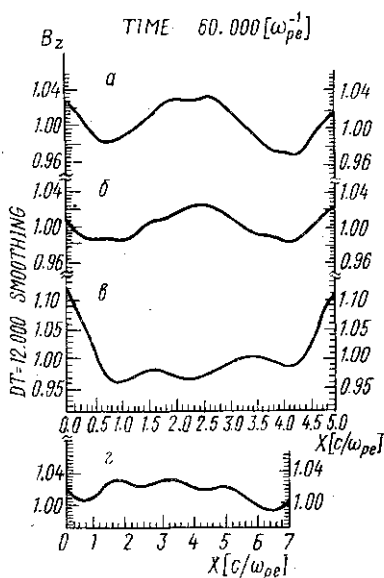


Рис. 5. Усредненный по времени профиль магнитного поля $B_z(X)$, $0 \leq X \leq L$, для случаев: а — стоячей волны накачки при $E_{0 \text{ ext}}/H_0 = 0,25$ ($k_0 L = 2\pi$), б — бегущей волны накачки ($k_0 L = 2\pi$) при $E_{0 \text{ ext}}/H_0 = 0,1$ ($\omega < 1$), в — бегущей волны накачки ($k_0 L = 2\pi$) при $E_{0 \text{ ext}}/H_0 = 0,175$ ($\omega \sim 1$), г — бегущей волны накачки ($k_0 L = \pi/2$) при $E_{0 \text{ ext}}/H_0 = 0,06$ ($\omega \gg 1$)

ные эксперименты, в ходе которых удалось детально проследить развитие диамагнитной неустойчивости, сравнить теоретические оценки инкрементов с численными, проверить ряд аналитических зависимостей, в частности между количеством и глубиной магнитных ям и интенсивностью накачки. Анализ полученных данных показал хорошее соответствие численных результатов с теоретическими.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Аликаев В. В. В кн.: Итоги науки и техники, сер. Физика плазмы. Т. 1. М.: ВИНТИ, ч. 2, с. 80. [2] Петвиашвили В. И. Письма в ЖЭТФ, 1976, 23, с. 682. [3] Захаров В. Е. ЖЭТФ, 1972, 62, с. 1745. [4] Некрасов А. К., Петвиашвили В. И. Диамагнетизм циклотронных волн в плазме. ЖЭТФ, 1976, 77, с. 605. [5] Бородачев Л. В., Некрасов А. К., Сигов Ю. С. Препринт № 23 ИИМ АН СССР. М., 1981. [6] Залесский Ю. Г. и др. Письма в ЖЭТФ, 1982, 35, с. 281. [7] Кадомцев Б. Б. Коллективные явления в плазме. М.: Наука, 1976, с. 132. [8] Бельков С. А., Цытович В. Н. ЖЭТФ, 1979, 76, с. 1293.

Поступила в редакцию
29.12.83