

04:05:09

Ионные поверхностные циклотронные волны на границе плазмы с металлом

© В.О. Гирка¹, В.И. Лапшин², И.В. Павленко¹¹ Харьковский государственный университет,
310077 Харьков, Украина² Национальный научный центр "Харьковский физико-технический институт" НАН Украины,
310108 Харьков, Украина

(Поступило в Редакцию 23 февраля 1998 г. В окончательной редакции 2 марта 1999 г.)

Изучены дисперсионные свойства медленных электромагнитных поверхностных волн, распространяющихся поперек внешнего постоянного магнитного поля вдоль планарной границы плазма–металл на гармониках ионной циклотронной частоты. Движение частиц плазмы описывается кинетическим уравнением Власова-Больцмана. Исследовано влияние геометрических размеров плазмы, диэлектрической проницаемости переходной области между плазмой и металлом и величины внешнего постоянного магнитного поля на дисперсионные характеристики ионных поверхностных циклотронных волн.

Введение

Дисперсионные свойства и особенности распространения объемных циклотронных волн, впервые исследованные в [1,2], достаточно полно изучены в работах [3–5]. Эти волны нашли широкое применение в таких областях науки и техники, как управляемый термоядерный синтез, физика плазмы и радиофизика. Вместе с этим существование в лабораторных условиях плазменных образований в ограниченных объемах пространства делает возможным распространение в такой плазме поверхностных волн (ПВ). Дисперсионные свойства ПВ и многочисленные эффекты, связанные с их распространением, интенсивно исследовались теоретически и экспериментально [6–9]. Они интегрально определяются параметрами плазмодержащих структур, такими как плотность и температура плазмы, направление и величина внешнего магнитного поля, материал и форма поверхности, которая ограничивает плазму. В установках управляемого термоядерного синтеза объемные циклотронные волны возбуждаются внешними источниками ВЧ энергии и используются, например, для дополнительного нагрева плазмы и генерации безындукционного тока в токамаках [10–13]. Условия, в которых происходит их возбуждение, могут оказаться благоприятными и для возбуждения циклотронных волн поверхностного типа. Однако поскольку энергия ПВ локализована возле границы плазмы, то существование волновых возмущений такого типа может быть причиной нежелательного нагрева периферии плазмы и, как следствие, усиления взаимодействия частиц плазмы с конструкционным материалом установок. Особенно нежелательно увеличение энергии частиц плазмы в диверторной области термоядерных установок, поскольку это может приводить к возрастанию потоков заряженных частиц на их стенки.

Следует отметить, что ПВ в последние годы находят широкое применение при разработке плазменных технологий для высокоточной обработки материалов, нанесения тонких покрытий, создания плазменных источников и т.д. (см., например, [14,15]). Еще одной областью применения ПВ является плазменная электроника. На возможность использования отличительных особенностей ПВ при разработке физических основ функционирования ряда приборов ВЧ электроники указано в работах [16–18].

Электромагнитные возмущения поверхностного типа на гармониках циклотронных частот на границе плазмы с металлом, который покрыт защитным слоем диэлектрика, в случае, когда внешнее постоянное магнитное поле ориентировано перпендикулярно к границе раздела сред, изучались в работах [19,20]. Такая ориентация вектора \mathbf{B}_0 может быть реализована как в диверторной области термоядерной установки, так и при использовании ферромагнитного металла для стенки волноведущей структуры. В [19,20] представлены результаты изучения пространственного распределения поля ВЧ электронных поверхностных циклотронных волн (ПЦВ), зависимости их частоты от величины внешнего магнитного поля, характеристики диэлектрической прослойки, отделяющей плазму от металла [19], и неоднородности плотности плазмы [20]. Показано также, что глубина проникновения таких волн в глубь плазмы намного больше длины электронных ПЦВ, а характеристики этих волн зависят от параметров диэлектрического слоя, отделяющего плазму от металлической стенки. При этом, однако, остался открытым вопрос о зависимости свойства ПЦВ от параметров волноведущей структуры в случае, когда глубина проникновения поля в плазму для этих волн становится одного порядка или меньше размеров плазменной области. Исследованию этого вопроса и посвящена данная работа.

1. Описание модели и основные уравнения

Мы рассматриваем однородный плазменный слой, занимающий пространство $0 < z < a_{pl}$. Идеально проводящие металлические стенки волновода расположены в областях $z < -a_d$ и $z > a$, где $a = a_{pl} + a_d$. Стенки волновода покрыты слоем диэлектрика толщины a_d . Он занимает пространство, размеры которого определяются неравенствами $a_{pl} < z < a$ и $-a_d < z < 0$. Диэлектрическая проницаемость диэлектрика ε_d . Граница раздела плазма–диэлектрик считается резкой. Внешнее постоянное магнитное поле $\mathbf{B}_0 \parallel \mathbf{Z}$ приложено перпендикулярно к поверхности плазмы.

Гидродинамическая теория описания движения частиц плазмы не позволяет корректно учесть конечность ларморовского радиуса вращения, поэтому мы описываем движение частиц плазмы кинетическим уравнением Власова–Больцмана. Функция распределения частиц невозмущенной плазмы считается максвелловской. Рассматриваем зеркальную модель отражения частиц от границы раздела плазма–диэлектрик. Такой подход широко используется для решения подобных задач [8] и позволяет достаточно просто вычислить затухание волн, связанное с взаимодействием частиц плазмы с ограничивающей плазму поверхностью. Пространство вдоль направления y предполагается однородным, а дисперсия среды вдоль направления внешнего магнитного поля — слабой ($k_3 v_{T\alpha} \ll (\omega - s|\omega_\alpha|)$), где k_3 — z -компонент волнового вектора ПЦВ, $v_{T\alpha}$ и ω_α — соответственно тепловая скорость и циклотронная частота частиц сорта α , $\alpha = e$ для электронов и $\alpha = i$ для ионов, s — целое число. Указанное неравенство означает, что глубина проникновения поля ПЦВ в плазму намного больше ларморовского радиуса $\rho_\alpha = v_{T\alpha}/|\omega_\alpha|$ частиц плазмы. Полученные при указанных предположениях выражения для компонентов тензора диэлектрической проницаемости плазмы ε_{ik} совпадают с выражениями, полученными для неограниченной магнитоактивной плазмы [3–5].

Электромагнитное поле ПЦВ описывается системой уравнений Максвелла. Зависимость поля ПЦВ от координаты x была выбрана в виде $E, H \propto \exp(ik_1x - i\omega t)$, где k_1 и ω — соответственно компонент волнового вектора вдоль направления распространения и частота ПЦВ. В предположении однородности пространства вдоль направления y ($\partial/\partial y = 0$) и медленности электромагнитных возмущений ($|\omega^2 \varepsilon_{ik}| \ll k_1^2 c^2$, где ε_{ik} — тензор диэлектрической проницаемости магнитоактивной плазмы), система уравнений Максвелла распадается на две подсистемы. Одна из них с компонентами E_x, H_y и E_z описывает медленную ПЦВ. Чтобы решить систему уравнений Максвелла, разложим компоненты поля ПЦВ в ряд Фурье. Система дифференциальных уравнений преобразуется к системе алгебраических уравнений на коэффициенты Фурье поля волны в плазменной области

$$\begin{aligned} ik\varepsilon_{11}E_1 - i\alpha_n H_2 + ik\varepsilon_{13}E_3 &= \frac{(-1)^n H_y(a_{pl}) - H_y(0)}{2a_{pl}}, \\ i\alpha_n E_1 - ikH_z - ik_1 E_3 &= -\frac{(-1)^n E_x(a_{pl}) - E_x(0)}{2a_{pl}}, \\ k\varepsilon_{31}E_1 + k_1 H_2 + k\varepsilon_{33}E_3 &= 0, \end{aligned} \quad (1)$$

где $k = \omega/c$, $\alpha_n = \pi n/a_{pl}$ — переменная Фурье-суммы.

В [8] было показано, что затухание ПЦВ, обусловленное дисперсией среды, слабое. Поскольку мы в работе не будем интересоваться его величиной, то в компонентах тензора диэлектрической проницаемости плазмы ε_{ik} не будем учитывать мнимые слагаемые. Реальные же части этих компонентов ε_{ik} определяют дисперсию ПЦВ. Приведем здесь выражения для тех из них, которые входят в систему уравнений (1),

$$\begin{aligned} \varepsilon_{11} &= 1 - \sum_{\alpha} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{n^2 \omega_{p\alpha}^2}{y_{\alpha} \omega (\omega - n\omega_{\alpha})} I_n(y_{\alpha}) \exp(-y_{\alpha}), \\ \varepsilon_{13} = \varepsilon_{31} &= - \sum_{\alpha} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{s \omega_{p\alpha}^2 \omega_{\alpha} k_3}{\omega (\omega - n\omega_{\alpha})^2 k_1} I_n(y_{\alpha}) \exp(-y_{\alpha}), \\ \varepsilon_{33} &= 1 - \sum_{\alpha} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{\omega_{p\alpha}^2}{(\omega (\omega - n\omega_{\alpha}))} I_n(y_{\alpha}) \exp(-y_{\alpha}), \end{aligned} \quad (2)$$

где $\omega_{p\alpha}$ — плазменная частота, $I_n(x)$ — модифицированная функция Бесселя [21], $y_{\alpha} = k_1^2 \rho_{\alpha}^2 / 2$.

Систему уравнений (1) решаем относительно Фурье-компонента E_1 .

Для определения тангенциальных компонентов электрического и магнитного полей ПЦВ на границах плазменного слоя (E_x, H_y) с помощью метода Ватсона вычисляем соответствующие Фурье-суммы. Системой уравнений (1) можно воспользоваться и для нахождения структуры поля ПЦВ в диэлектрике. Для этого необходимо произвести следующие замены: $\varepsilon_{11} \rightarrow \varepsilon_d$, $\varepsilon_{13} = \varepsilon_{31} \rightarrow 0$, $\varepsilon_{33} \rightarrow \varepsilon_d$, $a_{pl} \rightarrow a_d$.

2. Дисперсионное уравнение

Зная выражения для тангенциальных компонентов электрического и магнитного полей ПЦВ на границах плазменного и двух диэлектрических слоев, можно вычислить соответствующие импедансные соотношения ($Z = E_x/iH_y$)

$$\begin{aligned} Z_{pl}(0) &= C1 \left\{ \frac{Z_{pl}(a_{pl}) \operatorname{ch}(|k_1|ba_{pl}) + C1 \operatorname{sh}(|k_1|ba_{pl})}{Z_{pl}(a_{pl}) \operatorname{sh}(|k_1|ba_{pl}) + C1 \operatorname{ch}(|k_1|ba_{pl})} \right\}, \\ Z_d(-a_d) &= C2 \left\{ \frac{Z_d(0) \operatorname{ch}(|k_1|a_d) + C2 \operatorname{sh}(|k_1|a_d)}{Z_d(0) \operatorname{sh}(|k_1|a_d) + C2 \operatorname{ch}(|k_1|a_d)} \right\}, \\ Z_d(a_{pl}) &= C2 \left\{ \frac{Z_d(a) \operatorname{ch}(|k_1|a_d) + C2 \operatorname{sh}(|k_1|a_d)}{Z_d(a) \operatorname{sh}(|k_1|a_d) + C2 \operatorname{ch}(|k_1|a_d)} \right\}, \end{aligned} \quad (3)$$

где

$$C1 = \frac{|k_1|}{k\sqrt{\varepsilon_{11}(\varepsilon_{33} + 2B)}}, \quad C2 = \frac{|k_1|}{k\varepsilon_d},$$

$$b = \sqrt{\frac{\varepsilon_{11}}{\varepsilon_{33} + 2B}}, \quad B = \frac{k_1}{k_3}\varepsilon_{13}.$$

Величина B не зависит от z -компонента волнового вектора ПЦВ k_3 . Дисперсионное уравнение для ПЦВ получим, приравнявая соответствующие поверхностные импедансы на границах плазма–диэлектрик $Z_{pl}(0) = Z_a(0)$ и $Z_{pl}(a_{pl}) = Z_d(a_p)$. При этом ввиду бесконечной проводимости металла поверхностные импедансы диэлектрика на границах с металлом должны обращаться в нуль $Z_a(-a_d) = 0$ и $Z_d(a) = 0$. Дисперсионное уравнение для рассматриваемой волноводной структуры имеет вид

$$\sqrt{\varepsilon_{11}(\varepsilon_{33} + 2B)}\text{th}(|k_1|a_d)\text{th}(|k_1|ba_{pl}) = \varepsilon_d. \quad (4)$$

Для исследования влияния неоднородности плотности плазмы на дисперсию ПВ часто используется метод моделирования неоднородности профиля плазмы набором однородных слоев разной толщины с разной плотностью [7,8,18]. В этом случае дисперсионное уравнение ПЦВ будет иметь отличный от (4) вид. Запишем его для случая моделирования неоднородности плазмы набором N слоев с толщинами a_1, a_2, \dots, a_N и соответствующими плотностями n_1, n_2, \dots, n_N

$$\sqrt{\varepsilon_{11}(n_0)(\varepsilon_{33}(n_0) + 2B(n_0))}$$

$$= \sum_{i=1}^N f(n_i) + \varepsilon_d \text{cth}(|k_1|a_d), \quad (5)$$

где $f(n_i) = \varepsilon_{11}(n_i)(\varepsilon_{33}(n_i) + 2B(n_i))\text{th}(|k_1|b(n_i)a_1)$.

Исследовать уравнение (5) для произвольных значений его переменных возможно только численными методами. Результаты такого исследования приведены в разделе 4.

3. Дисперсионные свойства ПЦВ

Анализ уравнения (4) показывает, что дисперсия ПЦВ существенно зависит от поперечных размеров плазменного слоя. В пределе толстого плазменного слоя ($|k_1|b \gg 1$) дисперсионное уравнение (4) преобразуется в достаточно хорошо изученное в предельных случаях толстого ($|k_1|a_d \gg 1$) [8] и тонкого ($|k_1|a_d \ll 1$) [19] диэлектрического слоев дисперсионное уравнение для ПЦВ. В пределе тонкого плазменного слоя ($|k_1|b \ll 1$) дисперсионное уравнение (4) преобразуется к более простому виду

$$|\varepsilon_1|\text{th}(|k_1|a_d)|k_1|a_{pl} = 2\varepsilon_d. \quad (6)$$

Простые аналитические выражения для решения уравнения (6) в виде

$$\omega = \frac{s|\omega_i|}{1 - h_i} : \quad |h_i| \ll 1$$

могут быть получены только в предельных случаях толстого ($|k_1|a_d \gg 1$) или тонкого ($|k_1|a_d \ll 1$) диэлектрического слоя.

Для тонкого плазменного и толстого диэлектрического слоев в длинноволновом ($y_i \ll 1$) и коротковолновом ($y_i \gg 1$) пределах решение дисперсионного уравнения (6) имеет вид

$$h_i = \left(\frac{\omega_{pi}}{\omega_i}\right)^2 \frac{s^2 y_i^{s-1}}{2^{s+1} s!} k_{pl}, \quad y_i \ll 1,$$

$$h_i = \left(\frac{\omega_{pi}}{\omega_i}\right)^2 \frac{s^2}{\sqrt{\pi}(2y_i)^{3/2}} k_{pl}, \quad y_i \gg \left(\frac{\omega_{pi}}{\omega_i}\right)^{4/3}, \quad (7)$$

где $k_{pl} = (k_1 a_{pl})/\varepsilon_d$.

Для тонкого плазменного и тонкого диэлектрического слоев

$$h_i = \left(\frac{\omega_{pi}}{\omega_i}\right)^2 \frac{s^2 y_i^{s-1}}{2^{s+1} s!} k_{pl} k_d \varepsilon_d, \quad y_i \ll 1,$$

$$h_i = \left(\frac{\omega_{pi}}{\omega_i}\right)^2 \frac{s^2}{\sqrt{\pi}(2y_i)^{3/2}} k_{pl} k_d \varepsilon_d, \quad y_i \gg \left(\frac{\omega_{pi}}{\omega_i}\right)^{4/3}. \quad (8)$$

Формулы (7), (8) получены впервые, из них следует, что дисперсия ионных ПЦВ существенно зависит от размеров плазменного слоя. Постепенное уменьшение величины k_{pl} приводит сначала к уменьшению частоты ПЦВ и ее групповой скорости, а в конечном счете — к исчезновению ПЦВ как собственной моды рассматриваемой волноведущей структуры.

Анализ асимптотических решений (7), (8) показывает, что при уменьшении величины внешнего постоянного магнитного поля \mathbf{V}_0 область существования ПЦВ смещается к более длинноволновым возмущениям для предела ($y_i \ll 1$) и к более коротковолновым возмущениям для предела ($y_i \gg 1$). Условия существования ПЦВ ухудшаются (растет стокновительное затухание [8]) при $a_d \rightarrow 0$, и в отсутствие диэлектрической прослойки ПЦВ не распространяются.

4. Численные результаты

Для произвольных значений толщин плазменного и диэлектрического слоев дисперсионное уравнение (4) решалось численно. Численное исследование дисперсии ПЦВ проводилось для ионных циклотронных волн на первых четырех гармониках. Дисперсия ПЦВ в выбранной волноводной структуре отличается от дисперсии ПЦВ в системе полуограниченная плазма–полуограниченный диэлектрик, которая детально была изучена в работе [8]. В длинноволновой области возмущений происходит изменение дисперсии ПЦВ. Появляется участок прямой дисперсии (групповая и фазовая скорости волны имеют одно и то же направление). Это происходит, когда при уменьшении толщины диэлектрического слоя или размеров плазменной

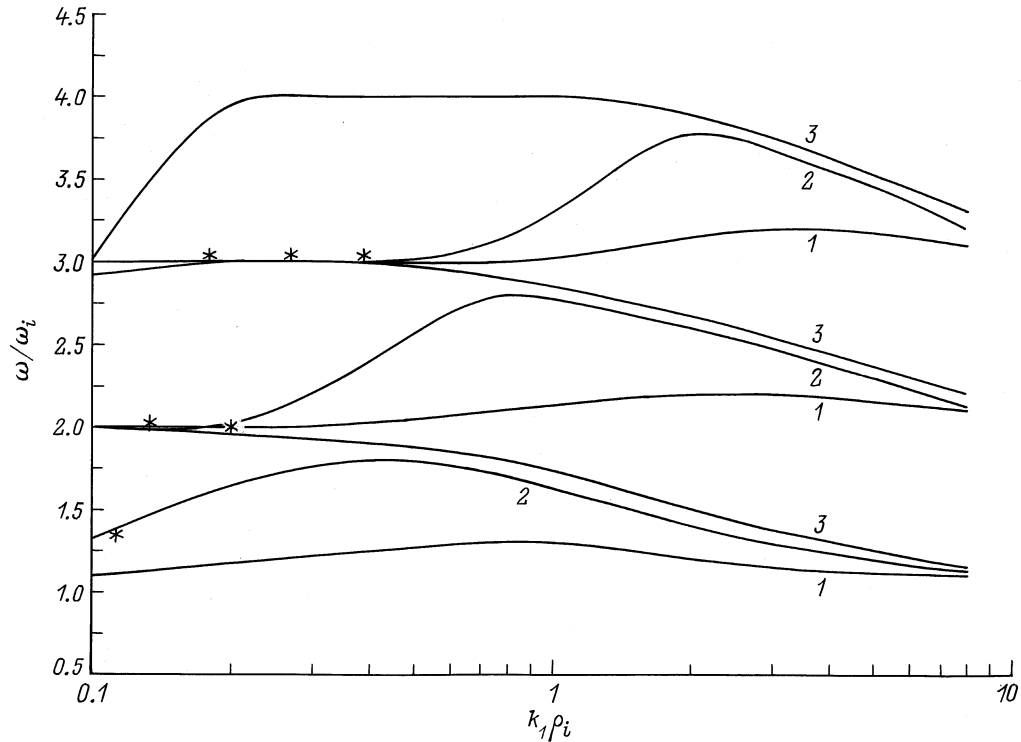


Рис. 1. Частота ионных поверхностных циклотронных волн, нормированная на ионную циклотронную частоту, как функция волнового вектора, нормированного на ионный ламоровский радиус: $\omega_{pi}^2/\omega_i^2 = 2 \cdot 10^6$, $a_d/\rho_i = 10$; толщины плазменного слоя: $a_{pl}/\rho_i = 10^{-6}$ (1), 10^{-5} (2), 10^{-4} (3).

области плотность потока энергии волны в диэлектрической области сравнивается с плотностью потока энергии волны в плазменной области. При уменьшении размеров плазменной области такое равенство достигается, когда глубина проникновения поля ПЦВ в плазму

$$\lambda_{pl} = \frac{2\pi}{k_1} \sqrt{\frac{\varepsilon_{33} + 2B}{\varepsilon_{11}}}$$

становится сравнимой с толщиной плазменного слоя $\lambda_{pl} \approx a_{pl}$.

Результаты численного исследования дисперсионного уравнения (6) представлены на рис. 1 для случая толстого ($k_1 a_d \geq 1$) диэлектрического слоя и на рис. 2 для случая тонкого ($k_1 a_d \leq 1$) диэлектрического слоя. Увеличение толщины плазменного слоя приводит к тому, что дисперсионная зависимость стремится к виду, характерному для модели полуограниченная плазма-полуограниченный диэлектрик [8]. Отметим, что на всех рисунках выше и правее участков дисперсионных кривых с обратной дисперсией, отмеченных цифрой 3, находится область существования объемных циклотронных волн. С уменьшением толщины плазменного слоя в области коротких длин волн происходит преобразование дисперсии. Причем величина групповой скорости ПЦВ v_{gr} на участке с прямой дисперсией значительно больше ее значения в изученной ранее структуре металл-тонкий диэлектрический слой-плазма [19]. При достаточно

малых размерах плазменной области групповая скорость ПЦВ стремится к нулю во всем диапазоне длин волн и уменьшается резонансная расстройка h_i . Это свидетельствует об ухудшении условий распространения изучаемых волн.

Как показывают результаты численного анализа дисперсионного уравнения (4) ПЦВ, увеличение толщины диэлектрического слоя приводит к смещению участка прямой дисперсии в сторону длинных волн ($y_i \ll 1$). Но надо иметь в виду, что для достаточно длинных волн нарушается выполнение условия их медленности $k_3 v_{T\alpha} \ll (\omega - s|\omega_\alpha|)$. С уменьшением толщины диэлектрического слоя увеличивается значение групповой скорости волны на участке прямой дисперсии. Другими словами, возрастает скорость переноса энергии ПЦВ вдоль направления распространения. С увеличением показателя диэлектрической проницаемости диэлектрика дисперсионные свойства ПЦВ изменяются так же, как и с увеличением толщины диэлектрического слоя.

В работе также численно была исследована зависимость дисперсии ПЦВ от величины внешнего постоянного магнитного поля. Результаты этого исследования представлены на рис. 3. Для параметров плазмы, используемой в экспериментальных установках плазменной и полупроводниковой электроники, ($\omega_{pi}^2/\omega_i^2 \approx 2 \cdot 10^6$) дисперсионная зависимость ПЦВ подобна дисперсии этих волн в структуре полуограничен-

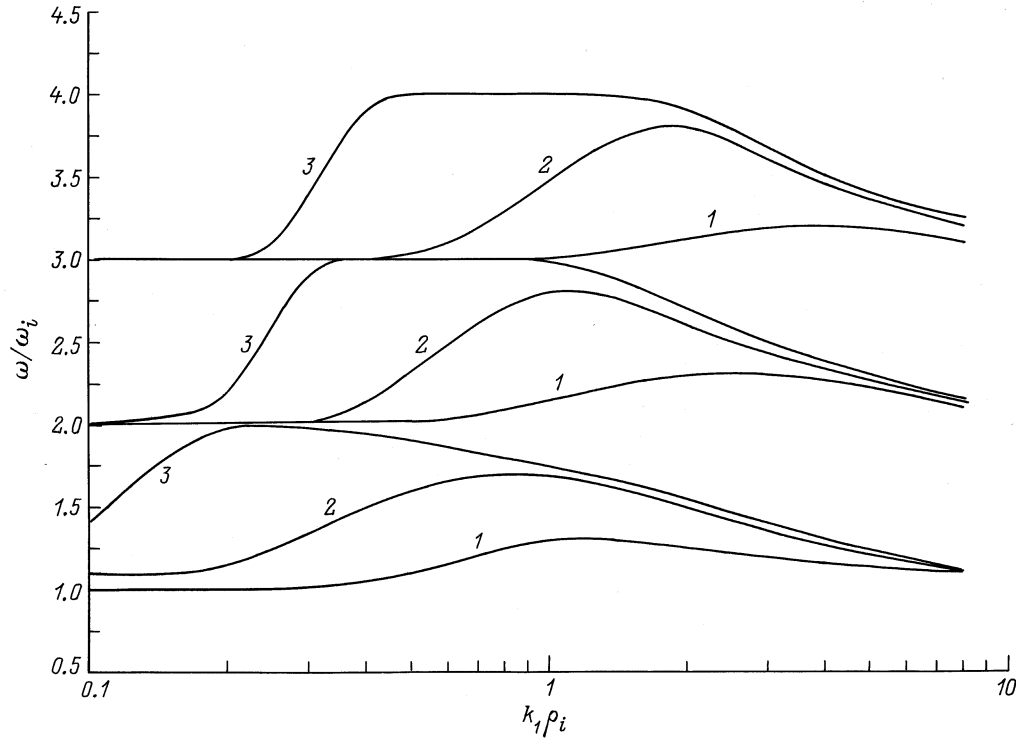


Рис. 2. То же, что на рис. 1, при $\omega_{pi}^2/\omega_i^2 = 2 \cdot 10^6$; $a_d/\rho_i = 10^{-3}$; $\alpha_{pl}/\rho_i = 10^{-3}$ (1), 10^{-2} (2), 10^{-1} (3).

ная плазма–полуограниченный диэлектрик (кривая 3). При уменьшении величины ω_{pi}^2/ω_i^2 дисперсионные кривые ПЦВ прижимаются к соответствующим асимптотикам $\omega = s\omega_i$. В экспериментах по управляемому термоядерному синтезу, выполняемых на стеллараторах, характерные значения плотности плазмы и магнитного поля в диверторной области изменяются в пределах ($n = 10^{11} - 10^{12} \text{ см}^{-3}$, $B_0 = 10^3 - 10^4 \text{ Gs}$), при этом $\omega_{pi}^2/\omega_i^2 \approx 200$. Кривая 1 построена для $\omega_{pi}^2/\omega_i^2 = 50$. Отсюда следует, что для моделирования диверторных

условий термоядерных установок может оказаться некорректным приближение полуограниченной плазмы и следует пользоваться приближением плазменного слоя малых поперечных размеров. При этом глубина проникновения поля ПЦВ в плазму может быть больше размеров плазменной области.

Результаты численного счета хорошо согласуются с аналитическими решениями (7), (8). На рис. 1 звездочками обозначены значения частот ПЦВ, полученные из аналитических решений дисперсионного уравнения (5) в пределе длинных волн. В пределе коротких волн аналитические решения справедливы при $y_i \geq (\omega_{pi}/\omega_i)^{4/3}$, поэтому они не отображены в масштабе рис. 1.

Исследование дисперсионного уравнения (5) показывает, что оно в отличие от уравнения (4) имеет N решений для заданного значения номера гармоники ионной циклотронной частоты и волнового числа. Но только одно из них соответствует ПЦВ, распространяющейся вдоль границы плазма–диэлектрик, а остальные решения обязаны своим появлением выбору модели неоднородности профиля плотности плазмы. Эти дополнительные моды распространяются вдоль границ плазменных слоев разной концентрации частиц. Частота ПЦВ в случае неоднородной плотности плазмы уменьшается по сравнению со случаем однородной плазмы. Справедливость такого результата численного счета дисперсионного уравнения ПЦВ (5) можно подтвердить с помощью аналитических решений (7),(8). Поскольку интегральное значение плотности плазмы в случае неоднородного профиля плотности меньше, чем в случае однородной

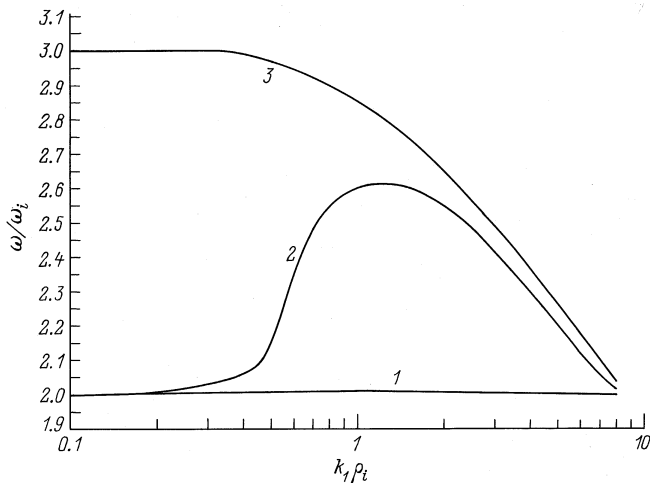


Рис. 3. То же, что на рис. 1, при $a_d/\rho_i = 10$; $\alpha_{pl}/\rho_i = 10^{-3}$; $\omega_{pi}^2/\omega_i^2 = 50$ (1), 10^4 (2), $2 \cdot 10^6$ (3).

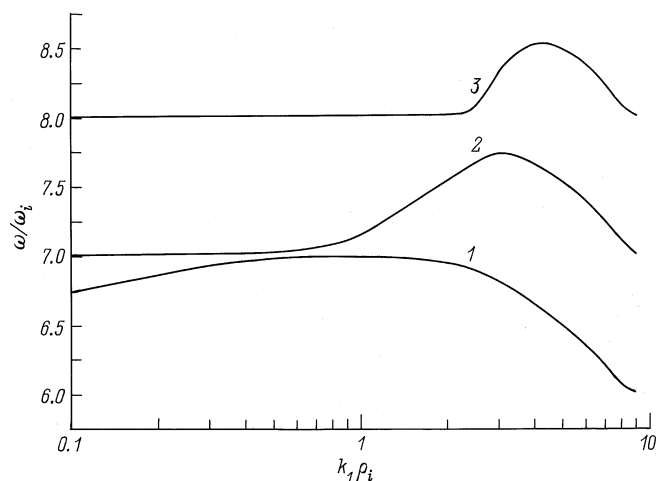


Рис. 4. То же, что на рис. 1. Показана конверсия ионной ПЦВ в нижнегибридную моду при $\omega_{pi}^2/\omega_i^2 = 50$.

плазмы, то, согласно выражениям (7), (8), и частота ПЦВ будет меньше.

На рис. 4 приведены результаты счета уравнения (6) для ионной ПЦВ в случае ее конверсии в нижнегибридную моду, когда имеет место равенство $\omega^2(s=7) \approx \omega_e \omega_i$. При этом считалось, что $\omega_{pi}^2 = 50 \cdot \omega_i^2$. Аналогичное явление наблюдается и для объемных циклотронных волн [3,4].

5. Заключение

В данной работе описаны дисперсионные свойства ПВ на гармониках ионной циклотронной частоты. Существование таких волн возможно только в плотной плазме, когда $\omega_{pi}^2 > \omega_i^2$. Исследование выполнено в случае слабой пространственной дисперсии среды вдоль нормали к границе раздела сред. Простые аналитические выражения (7), (8) для собственных частот ионных ПЦВ получены в диапазоне длинных ($y_i \ll 1$) и коротких ($y_i \gg 1$) длин волн (по сравнению с ларморовским радиусом ионов) в предельных случаях толстого и тонкого диэлектрического слоя. С уменьшением толщин плазменного и диэлектрического слоев на дисперсионных кривых ПЦВ появляется участок прямой дисперсии и величина групповой скорости волны на этом участке увеличивается. В пределе тонкого плазменного ($|k_1|b \ll 1$) и тонкого диэлектрического ($|k_1|a_d \ll 1$) слоев дисперсионные кривые ионных ПЦВ сглаживаются до асимптотических линий $\omega = s\omega_i$.

Дисперсионные кривые ПЦВ, когда толщины плазменного и диэлектрического слоев намного больше глубины проникновения поля ПЦВ в соответствующую среду, напоминают дисперсионные кривые объемных необыкновенно поляризованных циклотронных волн [1–5], хотя структура их поля и энергетические характеристики существенно различаются. При учете конечных размеров

плазменной и диэлектрических областей на дисперсионных кривых ПЦВ появляется участок прямой дисперсии, величину групповой скорости волны на котором можно регулировать как изменением толщины диэлектрического слоя, так и изменением размеров плазменной области. При этом частота ПЦВ уменьшается по сравнению со случаем геометрии полуограниченная плазма–полуограниченный диэлектрик. Глубина проникновения ПЦВ в плазму гораздо больше длины волны. Следует также отметить, что уменьшением размеров плазменной области можно добиться большего увеличения групповой скорости волны на участке прямой дисперсии, чем при уменьшении толщины диэлектрического слоя. Отсюда следует, что структура металл–диэлектрик–тонкий плазменный слой будет более неустойчива к изменению внешних параметров системы, например неустойчивости параметрического типа [22], чем структура металл–тонкий диэлектрический слой–плазма. Поэтому в возможной оценке устойчивости диверторной плазмы относительно поверхностных возмущений на циклотронных частотах следует принимать во внимание конечность размеров плазменной области.

По нашему мнению, рассмотренные ПЦВ могут использоваться в различных плазменных технологиях. В последнее время ПВ применяются для обработки полупроводниковых поверхностей. Такие технологии развиваются в Японии (см., например, [23,24]). Экспериментально установлено, что в этих процессах определяющую роль играют ПВ, а не объемные волны. Традиционно поверхностные моды широко используются для исследования электрических свойств твердых тел [7,9]. Поскольку дисперсия ПЦВ зависит от физических характеристик диэлектрических слоев, то ПЦВ могут применяться для технического контроля диэлектрических покрытий на металлических подложках. Представляется возможным использовать ПЦВ в радиотехнике и радиофизике при создании генераторов и усилителей ВЧ колебаний. При этом за счет изменения концентрации носителей зарядов можно было бы регулировать частоту волновых возмущений.

Список литературы

- [1] Gross E.P. // Phys. Rev. 1951. Vol. 82. P. 232.
- [2] Ситенко А.Г., Степанов К.Н. // ЖЭТФ. 1956. Т. 31. С. 642.
- [3] Ахизер А.И., Ахизер И.А., Половин Р.В. и др. Электродинамика плазмы. М.: Наука, 1974. 720 с.
- [4] Ломинадзе Д.Г. Циклотронные волны в плазме. Тбилиси: Мещниереба, 1975. 224 с.
- [5] Кролл Н., Трайвеллилс А. Основы физики плазмы. М.: Мир, 1975. 528 с.
- [6] Кондратенко А.Н. Плазменные волноводы. М.: Атомиздат, 1976. 232 с.
- [7] Surface Polaritons / Ed. V.M. Agranovich & D.L. Mill. Amsterdam: North Holland Publishing Co., 1982.
- [8] Кондратенко А.Н. Поверхностные и объемные волны в ограниченной плазме. М.: Энергоатомиздат, 1985. 208 с.
- [9] Surface Waves in Plasma and Solids / Ed. S. Vucovich. New York: World Scientific, 1986.

- [10] Колесниченко Я.И., Параил В.В., Переверзев Г.В. // Вопросы теории плазмы. М.: Энергоатомиздат, 1989. Вып. 17. С. 3–156.
- [11] Лонгинов А.В., Степанов К.Н. // Высокочастотный нагрев плазмы. Горький: ИПФАН СССР, 1983. С. 152–210.
- [12] Елфимов А.Г., Киров А.Г., Сидоров В.П. // Там же С. 211–252.
- [13] Голант В.Е., Федоров В.И. Высокочастотные методы нагрева плазмы в тороидальных термоядерных установках. М.: Энергоатомиздат, 1986. 197 с.
- [14] Microwave Excited Plasmas / Ed. M. Moisan, J. Pelletin. Amsterdam: Elsevier, 1992.
- [15] Microwave Discharges: Fundamentals and Applications. NATO Advanced Study Institute. Vol. 302. Series B: Physics. New York: Plenum, 1993.
- [16] Кондратенко А.Н., Куклин В.М. Основы плазменной электроники. М.: Энергоатомиздат, 1988. 320 с.
- [17] Белецкий Н.Н., Булгаков А.А., Ханкина С.И., Яковенко В.М. Плазменные неустойчивости и нелинейные эффекты в полупроводниках. Киев: Наукова Думка, 1984.
- [18] Азаренков Н.А., Кондратенко А.Н., Остриков К.Н. // Изв. вузов. Сер. радиофизика. 1993. Т. 36. С. 335.
- [19] Girka V.O., Girka I.O., Kondratenko A.M., Pavlenko I.V. // Contrib. Plasma Phys. 1996. Vol. 36. N 6. P. 679–686.
- [20] Girka V.O., Girka I.O., Pavlenko I.V. // J. Plasma Physics. 1997. Vol. 58. Pt. 1. P. 31–39.
- [21] National Bureau of Standards Applied Mathematics / Ed. M. Abramowitz, I.A. Stegun. Series 55. 1964.
- [22] Girka V.O., Lapshin V.I., Pavlenko I.V. // Contributed Papers of Intern. Symposium "Plasma'97". Vol. 1. Opole (Poland), 1997. P. 81–84.
- [23] Nonaka S. // Jap. J. Appl. Phys. 1990. Vol. 29. P. 571.
- [24] Nonaka S. // J. Phys. Soc. Jap. 1992. Vol. 61. P. 1449.