

Рассмотрим безграничную плазму, описываемую уравнением

$$D_a \nabla^2 n + z_i n - \beta n^2 = 0, \quad (5)$$

где последний член отвечает за рекомбинацию частиц в объеме плазмы. Коэффициент  $\beta$  определяется через  $z_i$ :  $\beta = z_i/n_0$ , при этом  $n_0$  — концентрация частиц на бесконечности.

Для произвольной геометрии (5) можно записать в виде

$$\frac{d^2 n}{dr^2} + \frac{\xi}{r} \frac{dn}{dr} + \alpha^2 n - \frac{\beta}{D_a} n^2 = 0, \quad (6)$$

где  $\xi = 1$  и 2 соответственно для цилиндрической и сферической геометрии. Решение (6) в общем виде не представляется возможным, однако можно показать, что концентрация электронов на границе зонда  $n(a)$  (точнее, на границе амбиполярной области [6]) при использовании граничного условия  $\frac{1}{n} \frac{dn}{dr} \Big|_a = \frac{3}{4\lambda}$  и условия  $\frac{dn}{dr} \Big|_{r \rightarrow \infty} \rightarrow 0$  есть

$$n(a) = n_0 \sqrt{1 + \frac{6\xi}{\alpha n_0^2} \int_0^{\infty} \frac{1}{r} \left(\frac{dn}{dr}\right)^2 dr} \left[ \sqrt{3} \sqrt{1 + \left(\frac{3}{4\lambda}\right)^2 \frac{D_a}{z_i}} \right]^{-1}. \quad (7)$$

Результат (7) показывает, что независимо от формы зонда и отношения  $a/\lambda$  (в то время как, согласно (1), (3), (4), при  $a/\lambda \rightarrow \infty$  имеем  $j \rightarrow 0$ ) существует минимальная величина плотности тока, которая пропорциональна  $\lambda/l_i$ . Эта минимальная плотность тока соответствует случаю плоского зонда ( $\xi = 0$ ).

В заключение отметим, что наблюдавшееся, например, в [7] расхождение между значениями концентраций электронов, вычисленными по полному току через трубку и измеренными зондовым методом, объясняется, по-видимому, тем, что не учтены процессы ионизации в плазме.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Bohm D. The characteristics of electrical discharges in magnetic fields. Ed. by A. Guthrie, R. K. Wakerling. N. Y., 1949. [2] Чен Ф. В кн.: Диагностика плазмы. Под ред. Р. Хаддлстоуна, С. Ленарда. М.: Мир, 1971, с. 117. [3] Ульянов К. Н. ЖТФ, 1970, 40, с. 790. [4] Бахшт Ф. Г. и др. ЖТФ, 1973, 43, с. 2574. [5] Грановский В. Л. Электрический ток в газе. М.: Наука, 1971. [6] Митчнер М., Кругер Ч. Частично ионизованные газы. М.: Мир, 1976, с. 152. [7] Каган Ю. М., Мустафин К. С. ЖТФ, 1960, 30, с. 938.

Поступила в редакцию 10.10.83

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1984, т. 25, № 4

УДК 537.611.44

#### МАГНИТОСТАТИЧЕСКИЕ ВОЛНЫ В ФЕРРИТОВОЙ ПЛАСТИНКЕ С ДОМЕННОЙ СТРУКТУРОЙ

С. А. Вызулин, С. А. Киров, Н. Е. Сырьев

(кафедра общей физики для физического факультета)

Перспективность использования в СВЧ-диапазоне устройств на основе магнитостатических волн (МСВ) в пластинках и пленках ферритов вызвала в последнее время возросший интерес к изучению физики МСВ при различных условиях: в многослойных структурах, в неоднородных намагничивающих полях и т. д. Одним из малоизученных остается пока случай МСВ при наличии доменной структуры (ДС). Он представляет принципиальный интерес не только ввиду уменьшения

подмагничивающих полей (в некоторых случаях — до нуля), но и в связи с возможностями практического использования тех специфических особенностей спектра, которые обусловлены только наличием ДС. Ранее спектр магнетика с ДС исследовался в основном в коротковолновом приближении. Однако наибольший интерес представляют длинные МСВ ввиду эффективности их взаимодействия с электромагнитным полем. Данная работа посвящена рассмотрению длинных МСВ (длина волны  $\lambda$  намного превышает период ДС  $d$ ) для случая двухфазной регулярной пластинчатой ДС.

Рассмотрим пластинку кубического феррита с отрицательной первой константой анизотропии, вырезанную в плоскости (110) и касательно намагничиваемую полем  $\mathbf{H}_0 \parallel [110]$ . Как известно [1], в этом случае существует двухфазная пластинчатая ДС с доменными границами (ДГ), перпендикулярными к  $\mathbf{H}_0$ . Будем предполагать, что  $b \gg d \gg \delta$ , где  $b$  — толщина пластинки,  $\delta$  — толщина доменной границы. При расчете спектра длинных волн ( $\lambda \gg d$ ) можно ввести усредненный по ДС тензор магнитной проницаемости, имеющий вид [2]

$$\hat{\mu} = \begin{pmatrix} \mu_x & -iv & 0 \\ iv & \mu_y & 0 \\ 0 & 0 & \mu_z \end{pmatrix},$$

где  $x \parallel [001]$ ,  $y \parallel [1\bar{1}0]$ ,  $z \parallel [110] \parallel \mathbf{H}_0$ . Ввиду того что  $b \gg d$ ,  $\lambda \gg d$ , можно также использовать усредненные по ДС магнитостатические граничные условия на поверхностях пластинки  $y = \pm b/2$ , т. е. пренебречь околоповерхностными полями рассеяния. В этом случае задача о спектре длинных МСВ в образце с ДС формулируется аналогично задаче для мод Деймона—Эшбаха в однородно намагниченной пластинке [3], формально отличаясь от нее только наличием «продольной» компоненты  $\mu_z \neq 1$ . Разумеется, смысл входящих в краевую задачу переменных меняется, поскольку поле  $\langle \mathbf{h} \rangle$  и намагниченность  $\langle \mathbf{m} \rangle$  понимаются как усредненные по ДС.

Решая аналогично [3] краевую задачу для плоских МСВ, получаем следующее дисперсионное соотношение:

$$\{k_x^2(1 + \mu_x \mu_y - v^2) + k_z^2(1 + \mu_y \mu_z)\} \sin(k_y b) + 2\mu_y k_y \sqrt{k_x^2 + k_z^2} \cos(k_y b) = 0, \quad (1)$$

$$k_y^2 = -\{\mu_x k_x^2 + \mu_z k_z^2\} / \mu_y, \quad (2)$$

где  $\mathbf{k}$  — волновой вектор. Для объемных МСВ  $k_y^2 \geq 0$ , для поверхностных  $k_y^2 < 0$ . Рассмотрим основные свойства данных МСВ.

При наличии двухфазной ДС все МСВ можно разделить на две группы в соответствии с преобладающей поляризацией  $\langle \mathbf{m} \rangle$  относительно  $\mathbf{H}_0$ : 1) «поперечные» волны с преобладающими компонентами  $\langle m \rangle_{x,y}$  — непосредственные аналоги мод Деймона—Эшбаха в области насыщения; 2) «продольные» волны с преобладающей компонентой  $\langle m \rangle_z$ , обусловленные резонансной компонентой  $\mu_z$ . Как первые, так и вторые могут быть объемными и поверхностными. Будем обозначать МСВ компонентами ее волнового вектора в плоскости пластинки  $\mathbf{k}_{\parallel} = (k_x, k_z)$ , нормированными на  $\pi$ . Для каждого  $\mathbf{k}_{\parallel}$  может существовать только одно решение для поверхностной МСВ ( $k_x/\pi, k_z/\pi$ ) и бесконечное число — для объемных МСВ ( $k_x/\pi, k_z/\pi, l$ ), где  $l = 0, 1, 2, \dots$  — номер решения в порядке возрастания  $|k_y|$ . Разумеется, корректны только решения, удовлетворяющие исходному длинноволновому приближению  $|k_y| \ll 2\pi/d$ .

На рис. 1 показаны рассчитанные для параметров иттрий-железного граната (ИЖГ) зависимости частот от  $H_0$  для ряда МСВ, а их групповые скорости представлены на рис. 2. При расчете взяты значения размагничивающего фактора  $N_z=0$ ,  $b=120$  мкм и использованы выражения для компонент  $\hat{\mu}$  из [2]. Рассмотрим особенности спектра.

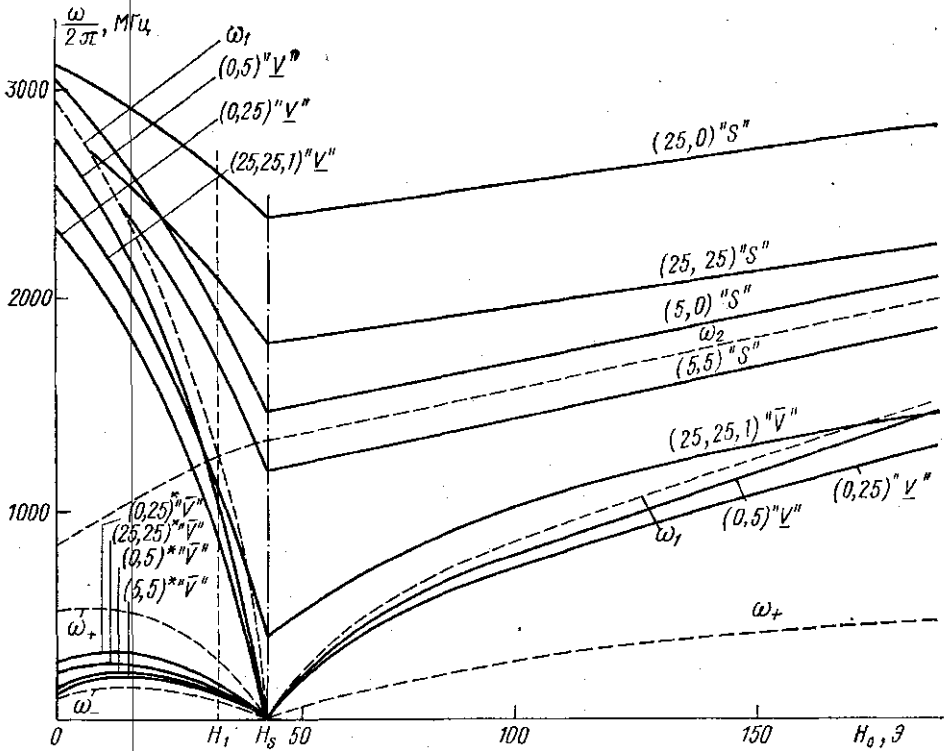


Рис. 1. Зависимости частот магнитостатических волн от подмагничивающего поля: "S" — поверхностные волны, "V" — прямые объемные, "V" — обратные объемные, \* — продольные волны,  $H_s$  — поле насыщения

Характерными границами областей спектра являются резонансные частоты тензора  $\mu$  —  $\omega_-$  (для  $\hat{\mu}_z$ ) и  $\omega_+$  (для  $\mu_{x,y}$ ,  $\nu$ ), а также частоты  $\omega_{1,2}$ , определяемые соотношениями  $\mu_y(\omega_1)=0$ ,  $\mu_x(\omega_2)=0$ .

«Поперечные» МСВ аналогичны МСВ в однородно намагниченной анизотропной пластинке [4], являясь их продолжением в доменную область.

Поверхностные «поперечные» МСВ — прямые (направления фазовой и групповой скорости совпадают или близки) и занимают диапазон частот  $\omega_1 < \omega < \omega_3$ , где верхняя граница спектра  $\omega_3$  соответствует МСВ в пределе  $k_z=0$ ,  $k_x \rightarrow \infty$  и определяется уравнением  $1 + \mu_x \mu_y + 2\sqrt{\mu_x \mu_y} - \nu^2 = 0$ . Возможные направления распространения МСВ составляют:  $\theta < \theta_1 = \text{arctg} \sqrt{-\mu_x/\mu_z}$  при  $\omega_1 < \omega < \omega_2$  и  $\theta \leq \pi/2$  при  $\omega_2 < \omega < \omega_3$ , где  $\theta$  — угол между  $\mathbf{k}_{\parallel}$  и  $\mathbf{H}_0$ .

Объемные «поперечные» МСВ могут быть прямыми ( $\theta > \theta_1$ ) и обратными ( $\theta < \theta_1$ ). Обратные существуют при всех значениях  $H_0$  и имеют частоты  $\omega_+ < \omega < \omega_1$ . Прямые МСВ занимают диапазон  $\omega_1 < \omega < \omega_2$ . Условие их существования  $\omega_1 < \omega_2$  (или  $\mu_x < 0$ ,  $\mu_y > 0$ ) выполняется в рассматриваемом случае лишь на части интервала существования

ДС  $H_1 < H_0 < H_s$  и везде в области насыщения ( $H_s$  — поле насыщения,  $H_1$  — поле, при котором  $\omega_1 = \omega_2$ ,  $\mu_x = \mu_y$ ). Отметим, что в изотропном образце ( $\mu_x = \mu_y$ ) прямых объемных волн нет [3].

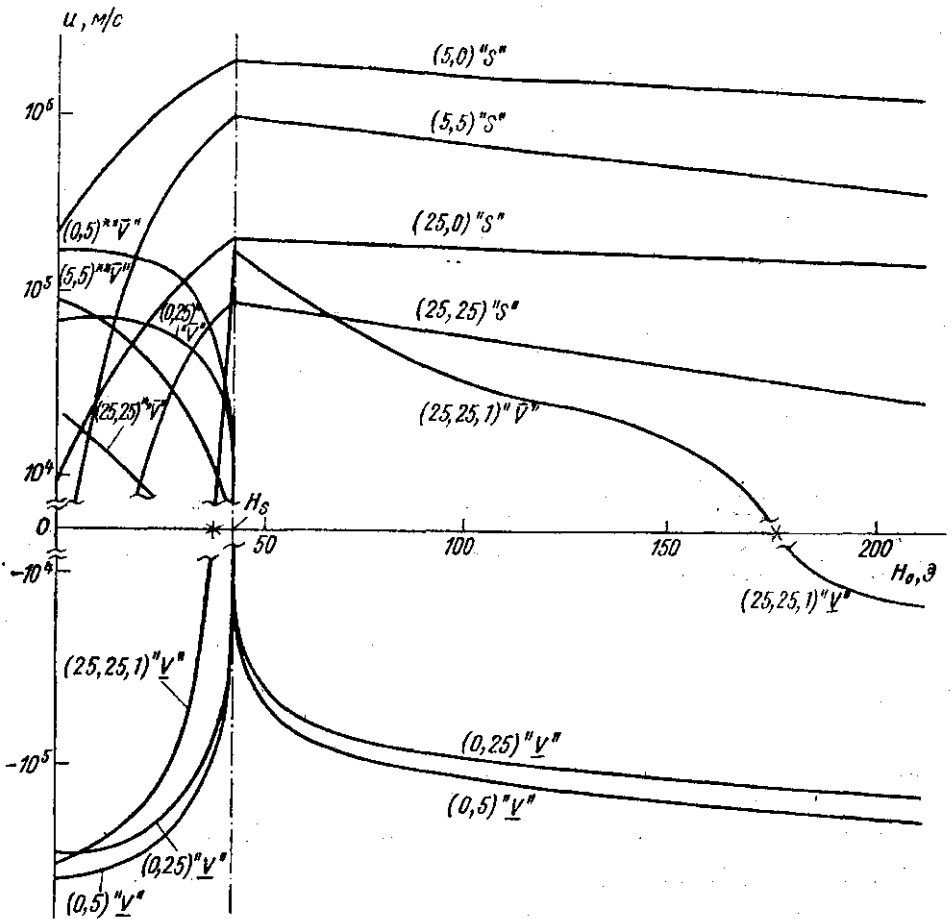


Рис. 2. Зависимости групповых скоростей магнитоакустических волн от подмагничивающего поля

«Продольные» МСВ, как поверхностные ( $\theta > \theta_1$ ), так и объемные ( $\theta < \theta_1$ ), могут быть только прямыми. Все они занимают диапазон частот  $\omega_- < \omega < \omega_+$ .

Представляют интерес возможные перемены типа МСВ с фиксированным направлением ( $\theta = \text{const}$ ) при изменении  $|k_{||}|$  или  $H_0$ . В первом случае ввиду изменения частоты МСВ  $\omega(k_{||})$  меняются соотношения между компонентами  $\hat{\mu}$ , что при некоторых  $\theta$  может привести к смене знака выражения (2), т. е. к переходу поверхностной МСВ в объемную прямую. Такой переход возможен в пределах интервалов частот, общих для двух данных типов МСВ ( $\omega_1 < \omega < \omega_2$  — для «поперечных» МСВ,  $\omega_- < \omega < \omega_+$  — для «продольных»). Во втором случае при изменении  $H_0$  меняется не только частота МСВ, но и характер дисперсии. Поэтому в данном случае кроме указанного перехода поверхностной МСВ в объемную возможен также переход прямой объемной МСВ в обрат-

ную с тем же  $k_{||}$ , что происходит в точке пересечения кривой частоты МСВ  $\omega(H_0)$  с граничной частотой  $\omega_1(H_0)$  (см. МСВ (25, 25, 1) «V» на рис. 1). Удаление  $H_0$  от  $H_s$  вызывает также уменьшение интервала углов распространения поверхностных МСВ, в связи с чем диапазон полей существования некоторых из них ограничен и определяется точками пересечения их кривых  $\omega(H_0)$  с кривой  $\omega_1(H_0)$  (см. МСВ (5,5) "S", (25, 25) "S"). Непосредственно в точках перехода  $u=0$ ,  $|k_y|=\infty$ , так что данный расчет неприменим. Окрестности этих точек представляют практический интерес ввиду малых значений  $u$  (см. рис. 2), однако эффективное возбуждение МСВ здесь затруднено из-за большой величины  $|k_y|$ .

Таким образом, спектр пластинки с ДС по сравнению со спектром однородно намагниченного образца характеризуется существенно большим разнообразием типов МСВ с различными дисперсионными и полевыми зависимостями. Их использование в СВЧ-устройствах представляется перспективным с точки зрения расширения диапазона основных параметров (снижение рабочей частоты, увеличение времени задержки, увеличение крутизны управления полем и др.) наряду с уменьшением подмагничивающих полей.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Artman J. O. Phys. Rev., 1957, 105, p. 62. [2] Киров С. А., Сырьев Н. Е., Пильщиков А. И. ФТТ, 1974, 16, с. 3051. [3] Damon R. W., Eshbach J. R. J. Phys. Chem. Solids, 1961, 19, p. 308. [4] Schneider B. Phys. Stat. Sol. (b), 1972, 51, p. 325.

Поступила в редакцию  
16.12.83

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1984, т. 25, № 4

УДК 534.222

#### МЕТОД КАЛИБРОВКИ ШИРОКОПОЛОСНЫХ ГИДРОФОНОВ В УЛЬТРАЗВУКОВЫХ ПУЧКАХ КОНЕЧНОЙ АМПЛИТУДЫ

В. Г. Андреев, А. А. Карабутов, О. В. Руденко

(кафедра общей физики и волновых процессов)

Широкополосные акустические приемники мегатерцевого диапазона используются во многих областях научных исследований и в технике. В то же время калибровка таких приемников встречает известные трудности [1, 2]. Поэтому представляется целесообразной разработка специфических методов калибровки широкополосных гидрофонов мегатерцевого диапазона. В настоящей работе предлагается метод и описывается установка для калибровки таких гидрофонов в ультразвуковых пучках конечной амплитуды.

Для широкополосных гидрофонов характерна миниатюрность и сравнительно низкая чувствительность. Поэтому их испытания необходимо проводить в мощных акустических полях; за основу при калибровке естественно взять нелинейные искажения формы волны. Работа в ближней ( $x \leq L_d = ka^2/2$ ) дифракционной зоне затруднена ввиду резкой неоднородности поля. Целесообразно использовать дифракционную зону пучка  $x \geq (3 \div 5)L_d$ . Естественно, что расстояние образования разрыва и длина дифракции должны быть сравнимы.

В зоне сильного проявления нелинейных эффектов характерны