Физика низких температур, 1999, т. 25, № 2, с. 195–200

Поверхностные магнитоплазменные волны на границе ферродиэлектрик—полупроводник

В. Л. Фалько, С. И. Ханкина, В. М. Яковенко

Институт радиофизики и электроники НАН Украины, Украина, 310085, г. Харьков, ул. Акад. Проскуры, 12
E-mail: yakovenko@ire.kharkov.ua

Статья поступила в редакцию 11 сентября 1998 г.

Исследованы электромагнитные свойства системы ферродиэлектрик — проводящая среда в постоянном магнитном поле при низких температурах. Показано, что при достаточно высокой концентрации носителей заряда в сильном магнитном поле возникают новые ветви колебаний — псевдоповерхностные волны, которые характеризуются бесстолкновительным затуханием. Механизм бесстолкновительного (радиационного) затухания связан с существованием наряду с электромагнитными полями поверхностных волн дополнительных полей, распространяющихся в глубь проводящей среды. Определена область существования рассмотренных волн, найдены функциональные зависимости их частоты и затухания от величины и направления внешнего магнитного поля.

Досліджено електромагнітні властивості системи феродіелектрик — провідне середовище в постійному магнітному полі при низьких температурах. Показано, що при достатньо високій концентрації носіїв заряду у сильному магнітному полі виникають нові вітки коливань — псевдоповерхневі хвилі, які характеризуються беззіткнувальним загасанням. Механізм беззіткнувального (радіаційного) загасання пов'язано з існуванням поряд з електромагнітними полями поверхневих хвиль додаткових полів, що розповсюджуються у глибінь провідного середовища. Визначено область існування розглянутих хвиль, знайдено функціональну залежність їх частоти та загасання від величини та напрямку зовнішнього магнітного поля.

PACS: **71.36.+c**, 75.30.Ds, **76.50.+g**, **72.10.–d**, 73.20.Mf

1. Известно, что на поверхности магнетиков могут существовать колебания различных типов: магнитные поляритоны, магнитостатические колебания, связанные волны и т.д. [1–3]. Характер распространения этих волн определяется свойствами как магнетика, так и пограничной с ним среды.

Зависимость частоты, затухания поверхностных волн от свойств магнитной среды (магнитной проницаемости, наличия электронов проводимости, гироанизотропии и т.д.) хорошо изучена. Этим вопросам посвящен обзор [3], в котором исследованы электромагнитные свойства магнетика, граничащего с вакуумом. Показано, что дисперсия спектра поверхностных колебаний определяется различными физическими механизмами: частотной и пространственной дисперсией компонент тензоров магнитной и диэлектрической проницаемостей и эффектами запаздывания в магнетике. Учет запаздывания приводит не только к зависимости частоты от волнового вектора, но и к затуханию немагнитного происхождения. Оно зависит от волнового вектора и определяется диссипативной частью диэлектрической проницаемости.

Менее исследовано влияние на поверхностные магнитные колебания электромагнитных свойств среды, граничащей с магнетиком. Следует отметить, что поверхностные волны на границе магнитоактивная плазма — вакуум в радиодиапазоне обладают рядом интересных особенностей [4]. По этой причине, безусловно, заслуживает внимания изучение свойств электромагнитных волн на границе феррит — магнитоактивная плазма. Такая композиция приводит к образованию новых ветвей колебаний в результате взаимодействия полей и электронов проводимости. Так, например, в структуре феррит — полупроводник в присутствии сильного магнитного поля возникают связанные поверхностные геликон-спиновые волны [5]. Параметр связи этих волн оказался порядка единицы, что привело к существенному изменению частоты и затухания колебаний.

В настоящем сообщении в системе ферродиэлектрик—полупроводник, находящейся при низких температурах, исследуется взаимодействие поверхностных магнитных колебаний с собственными электромагнитными колебаниями проводящей среды в области частот, в которой поверхностные геликоны не существуют. В сильном магнитном поле это взаимодействие приводит к изменению частоты магнитных поверхностных волн, если в полупроводнике существенны эффекты запаздывания. Оказывается, что дисперсия частоты магнитных колебаний в этом случае может превосходить величину дисперсии, вызванную эффектами запаздывания в магнетике. Кроме того, при распространении поверхностных волн под углом $\theta \neq \pi/2$ к направлению постоянного магнитного поля возникает затухание, которое носит бесстолкновительный характер. Это связано с существованием в магнитоактивной плазме полупроводника парциальных электромагнитных волн, уносящих энергию поля от границы. Дисперсия и затухание зависят от макроскопических параметров магнетика, от величины и направления магнитного поля и концентрации носителей заряда в полупроводнике.

2. Пусть ферромагнитный диэлектрик занимает полупространство $y > 0$ (среда «1»), а полупроводник — область $y < 0$ (среда «2»). Внешнее постоянное магнитное поле $\mathbf{H}_0$ и магнитный момент $\mathbf{M}$ направлены вдоль оси $0z$.

Электромагнитные свойства ферромагнитного диэлектрика описываются уравнениями магнитостатики и движения магнитного момента. Полагая зависимость всех переменных величин от координат и времени пропорциональной $\exp\,[i(\mathbf{kr} - \omega t)]$, из этих уравнений находим связь волнового вектора $\mathbf{k}$ с частотой ω:

$$\mu_{ij}(\omega)k_i k_j = 0\ . \qquad (1)$$

Если постоянное магнитное поле $\mathbf{H}_0$ направлено вдоль оси анизотропии, то компоненты тензора магнитной проницаемости $\mu_{ij}(\omega)$ без учета пространственной дисперсии имеют вид

$$\mu_{xx} = \mu_{yy} = \mu = 1 + \frac{\omega_g \omega_M}{\omega_g^2 - \omega^2}\ ;$$

$$\mu_{xy} = -\mu_{yx} = \frac{i\omega\omega_M}{\omega_g^2 - \omega^2}\ ; \quad \mu_{zz} = 1\ ; \qquad (2)$$

$$\mu_{xz} = \mu_{zx} = \mu_{yz} = \mu_{zy} = 0\ ;$$

$$\omega_g = g(H_0 + \beta M)\ ; \quad \omega_M = 4\pi g M\ ,$$

g — магнитомеханическое отношение; β — константа анизотропии. Из (1) следует, что

$$k_y^2 = -k_x^2 - k_z^2/\mu\ ; \qquad (3)$$

$\mathrm{Im}\, k_y > 0$ — условие излучения при $y \to 0$. В дальнейшем предполагаем $k_x^2 >> k_z^2/\mu$, т.е. волна распространяется под углом к магнитному полю. Компоненты переменного магнитного поля в волне (3) связаны соотношениями

$$H_x = \frac{k_x}{k_y} H_y\ ; \quad H_z = \frac{k_z}{k_y} H_y\ . \qquad (4)$$

Электромагнитные поля в проводящей среде описываются уравнениями Максвелла и уравнениями движения электронов проводимости. При этом волновые числа поперечных волн находятся из соотношения

$$\varepsilon_{xx}(k_x^2 + k_y^2)^2 + \left[(\varepsilon_{xx} + \varepsilon_{zz})\left(k_z^2 - \frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon_{xx}\right) - \right.$$

$$\left. - \frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon_{xy}^2\right] + \left(k_z^2 - \frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon_{xx}\right)^2 \varepsilon_{zz} + \frac{\omega^4}{c^4}\varepsilon_{xy}^2 \varepsilon_{zz} = 0\ , \qquad (5)$$

где компоненты тензора диэлектрической проницаемости $\varepsilon_{ik}(\omega)$ в однокомпонентной плазме в присутствии сильного магнитного поля ($\omega_H >> \omega, \nu$) задаются выражениями

$$\varepsilon_{xx} = \varepsilon_{yy} = \varepsilon_0 + \frac{\omega_0^2(\omega + i\nu)}{\omega\omega_H^2}\ ,$$

$$\varepsilon_{xy} = -\varepsilon_{yx} = \frac{i\omega_0^2}{\omega\omega_H}\ , \quad \varepsilon_{zz} = \varepsilon_0 - \frac{\omega_0^2}{\omega(\omega + i\nu)}\ . \qquad (6)$$

Здесь ε_0 — диэлектрическая постоянная решетки полупроводника; $\omega_H = eH_0/mc$; $\omega_0^2 = 4\pi e^2 n_0/m$; e, m, n_0 , ν — заряд, эффективная масса, равновесная концентрация и эффективная частота соударений носителей заряда. Введем угол θ между направлением магнитного поля (ось $0z$) и проекцией волнового вектора на плоскость $x0z$ ($k_x = k \sin\theta$, $k_z = k\cos\theta$).

Дисперсионное уравнение для поверхностных магнитных волн находится из граничных условий для полей на плоскости раздела сред $y = 0$. Такими условиями являются непрерывность нормальной составляющей вектора магнитной индукции и непрерывность тангенциальных компонент переменного магнитного поля:

$$H_y^{(2)} = B_y^{(1)} = \mu H_y^{(1)} + \mu_{yx} H_x^{(1)}\Big|_{y=0}\ ,$$

$$H_x^{(1)} = H_x^{(2)}\Big|_{y=0}\ , \quad H_z^{(1)} = H_z^{(2)}\Big|_{y=0}\ . \qquad (7)$$

3. Прежде всего проанализируем особенности магнитной волны в простейшем случае, когда H-волна распространяется перпендикулярно векторам $\mathbf{H}_0$ и $\mathbf{M}$ ($\theta = \pi/2$). Глубина проникновения этой волны в полупроводник определяется величиной $l = |k^2 - (\omega^2/c^2)\varepsilon_{zz}|^{-1/2}$, а дисперсионное соотношение имеет вид

$$\operatorname{sgn} k_x\omega + \omega_g + \frac{\omega_M}{2} =$$

$$= -\frac{\omega_0^2(\omega - i\nu)}{2c^2\omega^2\omega_M}\frac{1}{k^2}(\operatorname{sgn} k_x\omega + \omega_g + \omega_M)^2 . \quad (8)$$

Решение этого уравнения существует только при $k_x < 0$. В области малых значений волновых чисел k ($k^2 << \omega_0^2\omega/c^2|\omega + i\nu|$) частота поверхностной магнитной волны равна

$$\omega = \omega_1 \equiv \omega_g + \omega_M . \quad (9)$$

Эффекты запаздывания в проводящей среде приводят к зависимости частоты от волнового вектора $\mathbf{k}$ (к дисперсии $\delta\omega$) и затуханию $\gamma = -\mathrm{Im}\ \omega$:

$$\delta\omega(k) = \frac{\omega_M kc}{\omega_0}\mathrm{Re}\left(1 + i\frac{\nu}{\omega_1}\right)^{1/2},$$
$$\gamma = \frac{\omega_M kc}{\omega_0}\mathrm{Im}\left(1 + i\frac{\nu}{\omega_1}\right)^{1/2}. \quad (10)$$

При больших значениях k ($k^2 >> \omega_0^2\omega/c^2|\omega + i\nu|$) вдоль поверхности раздела распространяется волна с частотой Деймана — Эшбаха [2]

$$\omega = \omega_2 \equiv \omega_g + \frac{\omega_M}{2} . \quad (11)$$

Ее дисперсия $\delta\omega$ и затухание γ равны

$$\delta\omega = \frac{\omega_M}{8}\frac{\omega_0^2}{k^2c^2} , \quad (12)$$

$$\gamma = \frac{\omega_M}{8}\frac{\omega_0^2\nu}{k^2c^2\omega_2} . \quad (13)$$

Отметим, что в структуре ферромагнетик — вакуум [3] поверхностная волна с частотой (11) возникает для волновых чисел $k >> \omega_2/c$, и ее дисперсия, вызванная эффектами запаздывания в ферромагнетике, равна $\Delta\omega_2 = -\omega_M\omega_2^2(1 + \varepsilon)/8k^2c^2$ (ε — диэлектрическая проницаемость ферромагнетика). В рассматриваемой нами структуре волна (11)–(13), как уже указывалось, распространяется при $k >> \omega_0/c >> \omega_2/c$. Нетрудно убедиться, что изменение ее частоты (12) значительно превышает величину $|\Delta\omega_2|$.

В приведенной выше геометрии затухание определяется диссипативной частью диэлектрической проницаемости полупроводника.

4. Исследуем волны, распространяющиеся вдоль границы сред под произвольным углом к вектору $\mathbf{H}_0$ ($\theta \neq \pi/2$). Рассмотрим область частот, для которых выполняются условия

$$\omega << \omega_H\ ,\ \ \omega_0/\sqrt{\varepsilon_0}\ , \quad (14)$$

т.е.

$$|\varepsilon_{zz}| >> |\varepsilon_{xy}| >> |\varepsilon_{xx}|$$

и

$$k_z^2 >> (\omega^2/c^2)\varepsilon_{xx} . \quad (15)$$

Тогда из уравнения (5) следует, что в проводящей среде существуют две волны (необыкновенная и обыкновенная), в которых соответственно

$$k_{y1}^2 = -(k_x^2 + k_z^2) - \frac{\omega^4}{c^4k_z^2}\varepsilon_{xy}^2\ ,\ \ \mathrm{Im}\ k_{y1} < 0\ , \quad (16)$$

$$k_{y2}^2 = -k_z^2\frac{\varepsilon_{zz}}{\varepsilon_{xx}}\ ,\ \ \mathrm{Im}\ k_{y2} < 0\ . \quad (17)$$

Поскольку $|k_{y2}| >> k_x$, характеристики распространения этих волн сильно различаются, и компоненты их полей связаны соотношениями:

в необыкновенной волне

$$H_{x1} = -\frac{k_xk_{y1} + (\omega^2/c^2)\varepsilon_{yx}}{k_x^2 + k_z^2}H_{y1}\ ,$$
$$H_{z1} = \frac{k_x(\omega^2/c^2)\varepsilon_{yx} - k_{y1}k_z^2}{k_z(k_x^2 + k_z^2)}H_{y1}\ ,$$
$$E_z \approx 0\ ,\ \ E_{x1} = \frac{\omega}{k_zc}H_{y1}\ , \quad (18)$$
$$E_{y1} = \frac{\omega}{k_zc}\frac{(k_xk_{y1} + (\omega^2/c^2)\varepsilon_{yx})}{k_x^2 + k_z^2}H_{y1}\ ;$$

в обыкновенной волне

$$H_{x2} = -\frac{k_{y2}}{k_x}H_{y2}\ ,\ H_{z2} = -\frac{\varepsilon_{xy}}{\varepsilon_{xx}}H_{y2}\ ,\ E_{y2} = \frac{k_{y2}}{k_x}E_{x2}\ ,$$
$$E_{x2} = \frac{k_zc}{\omega\varepsilon_{xx}}H_{y2}\ ,\ \ E_z = \frac{k_z^2}{k_x\varepsilon_{xx}}\frac{c}{\omega}H_{y2}\ . \quad (19)$$

Исследуем различные типы полупроводников с изотропным законом дисперсии носителей заряда. В одних из них ток смещения мал по сравнению с током проводимости и выполняется равенство

$$|\varepsilon_{zz}\varepsilon_{xx}| \approx |\varepsilon_{xy}^2| \ ; \ \ \varepsilon_0 << \frac{\omega_0^2|\omega + i\nu|}{\omega_H^2\omega} . \qquad (20)$$

(Заметим, что это условие исключает возможность распространения поверхностного геликона [4,5].)

Полупроводники второго типа обладают относительно невысокой концентрацией электронов и в компоненту ε_{xx} основной вклад вносит ток смещения. Другими словами, реализуются неравенства

$$\frac{\omega_0^2}{\omega|\omega + i\nu|} >> \varepsilon_0 >> \frac{\omega_0^2|\omega + i\nu|}{\omega_H^2\omega} . \qquad (21)$$

В полупроводниках с высокой концентрацией носителей $k_{y2} = k_z\omega_H(\omega - i\nu)/(\omega^2 + \nu^2)$. Одновременное выполнение условий $k_{y2}^2 >> k_x^2$ и (3) означает, что в этом случае волна распространяется в интервале углов, величина которого зависит от постоянного магнитного поля H_0 :

$$\frac{1}{\mu} << \mathrm{tg}^2\, \theta << \frac{\omega_H^2}{\omega^2} . \qquad (22)$$

Дисперсионное соотношение для этих волн имеет вид

$$\frac{\omega_g + \omega_M + (\mathrm{sgn}\, \sin\theta)\, \omega}{\omega_g + (\mathrm{sgn}\, \sin\theta)\, \omega} =$$

$$= -\frac{1}{|\sin\theta|\cos\theta}\left\{ i\,\frac{\omega_0^2\omega}{k^2c^2\omega_H} \pm \left[\cos^2\theta + \frac{2\omega_0^2\omega(\omega + i\nu)}{k^2c^2\omega_H^2} \times \right.\right.$$

$$\left.\left. \times \sin\theta\, (i\cos\theta - \sin\theta) - \frac{\omega_0^4\omega^2}{k^4c^4\omega_H^2}\right]^{1/2}\right\} . \qquad (23)$$

Рассмотрим предельные случаи:

$$|\cos\theta| >> \frac{\omega_0^2\omega}{k^2c^2\omega_H} ,\ \ \frac{\omega_0|\omega(\omega + i\nu)|^{1/2}}{kc\omega_H} , \qquad (24)$$

$$\frac{\omega_0|\omega(\omega + i\nu)|^{1/2}}{kc\omega_H} << |\cos\theta| << \frac{\omega_0^2\omega}{k^2c^2\omega_H} . \qquad (25)$$

При выполнении неравенств (24) из уравнения (23) нетрудно получить частоту поверхностной волны, которая распространяется только в области углов $-\pi/2 < \theta < 0$ (т.е. только в отрицательном направлении оси $0x$ — эффект невзаимности):

$$\omega(\theta) = \omega_g + \omega_M\, \frac{|\sin\theta|}{1 + |\sin\theta|} . \qquad (26)$$

Эффекты запаздывания в полупроводнике приводят к дисперсии частоты (26) и к затуханию вида

$$\delta\omega = \omega_M\, \frac{\omega_0^2\omega^2(\theta)\, |\sin\theta|^3}{k^2c^2\omega_H^2\, \cos^2\theta\, (1 + |\sin\theta|)^2} , \qquad (27)$$

$$\gamma = \omega_M\, \frac{\omega_0^2\omega(\theta)\, |\sin\theta|}{k^2c^2\omega_H\, \cos\theta\, (1 + |\sin\theta|)^2} . \qquad (28)$$

В отличие от волны Дэймана—Эшбаха (11)–(13) затухание (28) носит бесстолкновительный характер. Механизм его возникновения связан со следующими факторами. В полупроводнике одна из парциальных волн, а именно волна с компонентой k_{y2} , в области высоких частот ($\omega >> \nu$) при выполнении условий (20) является объемной. (Вторая парциальная волна — поверхностная, для нее $k_{y1} = -ik|\sin\theta|$.) На границе происходит преобразование полей, амплитуды которых экспоненциально убывают в обе стороны от плоскости раздела сред в поле волны, распространяющейся в глубь полупроводника и уносящей часть энергии.

При выполнении неравенства (25) парциальная волна с компонентой k_{y1} , которая равна

$$k_{y1} = -\frac{\omega\omega_0^2}{\omega_H kc^2\cos\theta}\left(1 + i\,\frac{\omega\nu}{\omega_H^2}\right), \qquad (29)$$

является также объемной волной в проводящей среде при произвольных соотношениях частот ω и ν.

Для этого случая частота поверхностной волны равна

$$\omega = (\omega_g + \omega_M)\, (1 - \omega_M/\omega_H) , \qquad (30)$$

а ее дисперсия и бесстолкновительное затухание определяются формулами

$$\delta\omega = -\frac{k^4c^4\omega_H^2\omega_M}{4\omega_0^4\omega_1^2}\, \mathrm{ctg}^2\, \theta , \qquad (31)$$

$$\gamma = \frac{k^2c^2\omega_H\omega_M}{2\omega_0^2\omega_1}\, \mathrm{ctg}\, \theta , \qquad (32)$$

где частота ω_1 определена в (9).

Из условий (24) и (25) следует, что если в полупроводнике концентрация носителей такова, что выполняется условие $\omega_0/kc < 1$, то возникает поверхностная волна только типа (26)–(28). При большой концентрации, когда $\omega_0/kc > 1$, но реализуется неравенство $\omega_0^2\omega/k^2c^2\omega_H < 1$, существуют оба типа волн (26)–(28) и (30)–(32), которые можно наблюдать, изменяя угол θ. И, наконец, в случае $1 < \omega_0^2\omega/k^2c^2\omega_H$ распространяется только волна (30)–(32).

На границе магнетик — полупроводник в случае малой концентрации (см. (21)) поверхностные волны существуют в области углов, определяемой неравенствами

$$\frac{1}{\mu} << \mathrm{tg}^2\,\theta << \frac{\omega_0^2}{\omega|\omega + i\nu|\varepsilon_0} . \tag{33}$$

В отличие от (22) верхняя граница интервала углов (33) зависит от концентрации электронов проводимости и не зависит от внешнего магнитного поля.

От магнитного поля не зависит и выражение для k_{y2} (17), которое при выполнении условий (21) имеет вид

$$k_{y2}^2 = k_z^2\,\frac{\omega_0^2(\omega - i\nu)}{\varepsilon_0\omega(\omega^2 + \nu^2)} . \tag{34}$$

При $\omega >> \nu$ из (34) следует, что обыкновенная волна — объемная.

Как и раньше, поверхностные волны распространяются только в отрицательном направлении оси $0x$. Поскольку их дисперсионное уравнение весьма громоздко, аналитические выражения для частоты, дисперсии и затухания приведем только в предельных случаях:

$$|\cos\theta| >> \frac{\omega_0^2\omega}{k^2c^2\omega_H}\,,\ \ \frac{\omega}{kc}\sqrt{\varepsilon_0}\,, \tag{35}$$

$$\frac{\omega}{kc}\sqrt{\varepsilon_0} << |\cos\theta| << \frac{\omega_0^2\omega}{k^2c^2\omega_H} . \tag{36}$$

При выполнении неравенств (35) поверхностная магнитная волна с частотой (26) характеризуется следующими величинами $\delta\omega$ и γ :

$$\delta\omega = \frac{\omega_M\omega_0^2\omega(\theta)}{4k^2c^2\omega_H}\,\frac{1}{\cos^2\theta}\,, \tag{37}$$

$$\gamma = \frac{\omega_M\omega_0^3\omega(\theta)}{4k^2c^2\omega_H^2\sqrt{\varepsilon_0}}\,\frac{|\sin\theta|}{\cos^3\theta} . \tag{38}$$

В случае (36) для волны с частотой ω_1 (9) дисперсия и затухание равны

$$\delta\omega = -\,\frac{\omega_M\omega_H k^2c^2}{\omega_1\omega_0^2}\cos^2\theta\,, \tag{39}$$

$$\gamma = \frac{\omega_M\omega_H k^2c^2}{\omega_1\omega_0^2}\,\frac{\cos^3\theta}{|\sin\theta|} . \tag{40}$$

Отметим, что зависимости дисперсии частоты и бесстолкновительного затухания от величины постоянного магнитного поля определяются областью углов, в которых происходит распространение поверхностных волн с частотами (9) и (26). В полупроводниках первого типа (20) в области углов (24) функции $\delta\omega(H_0)$ и $\gamma(H_0)$ изменяются соответственно как $(\mathrm{const} + H_0)^2/H_0^2$ и $(\mathrm{const} + H_0)/H_0$, т.е. с ростом H_0 их величины уменьшаются, стремясь к постоянному значению. В интервале углов (25) значения $\delta\omega(H_0)$ и $\gamma(H_0)$ увеличиваются с ростом магнитного поля и стремятся к насыщению по закону $\delta\omega(H_0) \sim H_0^2/(\mathrm{const} + H_0)^2$ и $\gamma(H_0) \sim H_0/(\mathrm{const} + H_0)$.

В полупроводниках второго типа (21) при выполнении неравенств (35) $\delta\omega(H_0) \sim (\mathrm{const}{+}H_0)/H_0$, $\gamma(H_0) \sim (\mathrm{const}\ + H_0)/H_0^2$, а для значений углов (36) дисперсия частоты и затухание зависят от магнитного поля одинаковым образом: $H_0/(\mathrm{const} + H_0)$.

Свойства полупроводника ((20) и (21)) также существенно влияют на характер угловых зависимостей $\delta\omega(\theta)$ и $\gamma(\theta)$. Описанные эффекты можно наблюдать экспериментально, меняя направление или величину постоянного магнитного поля $\mathbf{H}_0$.

1. М. А. Гинцбург, *ЖЭТФ* **34**, 1635 (1958).
2. I. R. Eshbach and R. W. Damon, *Phys. Rev.* **118**, 1208 (1960).
3. М. И. Каганов, Н. Б. Пустыльник, Т. И. Шалаева, *УФН* **167**, 191 (1997).
4. Н. Н. Белецкий, А. А. Булгаков, С. И. Ханкина, В. М. Яковенко, *Плазменные неустойчивости и нелинейные явления в полупроводниках*, Наукова Думка, Киев (1984).
5. И. Н. Олейник, В. М. Яковенко, *УФЖ* **26**, 19 (1981).

Surface magnetic-plasma waves at the ferrodielectric-semiconductor boundary

V. L. Falko, S. I. Khankina, and V. M. Yakovenko

The electromagnetic properties of the ferrodielectric—conducting medium system are investigated in a constant magnetic field at low temperatures. It is shown that new branches of oscillations — pseudo-surface waves — emerge in the strong magnetic field at sufficiently high concentrations of charge carriers which are characterized by a collisionless damping.

The mechanism of the collisionless (radiation) damping is connected with the existence of the additional electromagnetic fields along with the surface wave fields which propagate into the depth of the conducting medium. The region of the existence of the waves in consideration is determined, functional dependences of their frequency and damping on the magnitude and the direction of the external magnetic field are found.