

- [4] Горчинская Т.В., Мирзажанов М.А., Марченко А.И. и др. - ЖПС, 1984, т. 41, № 4, с. 630-635.
- [5] Ланг Д. В кн.: Точечные дефекты в твердых телах, М.: Мир, 1979. 379 с.
- [6] Troxeff J.R., Chatterjee A.B., Watkins G.D. et al. Phys. Rev., 1973, v. B8, p. 2906.
- [7] Коган Л.М. Полупроводниковые светоизлучающие диоды. М.: Энергоиздат, 1983. 208 с.
- [8] Горчинская Т.В., Шматов А.А., Строчков В.И., Шейнкман М.К. - ФТП, 1986, т. 20, № 4, с. 701-707.
- [9] Юнович А.Э. В кн.: Излучательная рекомбинация в полупроводниках. / Под. ред. Покровского Я.Е., М.: Наука, 1972, с. 224-304.
- [10] Попов А.С. - ФТП, 1977, т. 11, № 6, с. 1702-1076.
- [11] Killorant N., Cavenett B.C., Godlewski et al. - J. Phys. C, Sol. Stat. Phys., 1982, v. 15, N 22, p. 723-728.
- [12] Smith B.L., Hayes T.J., Peaker A.R., Wight D.R. - Appl. Phys. Lett., 1975, v. 26, N 3, p. 122-126.
- [13] Longini R.L. - Sol. St. Electr., 1962, N 2, p. 123-130.
- [14] Lang D.V., Kimerling L.C., - Appl. Phys. Lett., 1976, v. 28, N 2, p. 248-256.

Поступило в Редакцию
8 июня 1988 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 18 26 сентября 1988 г.

ПОВЕРХНОСТНЫЕ МАГНИТОПЛАЗМЕННЫЕ
ПОЛЯРИТОНЫ В ИОННОМ КРИСТАЛЛЕ
С ДВУМЕРНЫМ ЭЛЕКТРОННЫМ СЛОЕМ

Х.К. Гранада, Ю.А. Косевич,
А.М. Косевич

Рассматривается ионный кристалл, на поверхности которого расположен двумерный ($2D$) электронный слой, помещенный во внешнее магнитное поле H , перпендикулярное плоскости слоя. В работе [1] в пренебрежении запаздыванием электромагнитных волн исследованы особенности связанных фонон-магнитоплазменных поверхностных колебаний в такой системе и обращено внимание на возможность существования поверхностных волн с отрицательной групповой

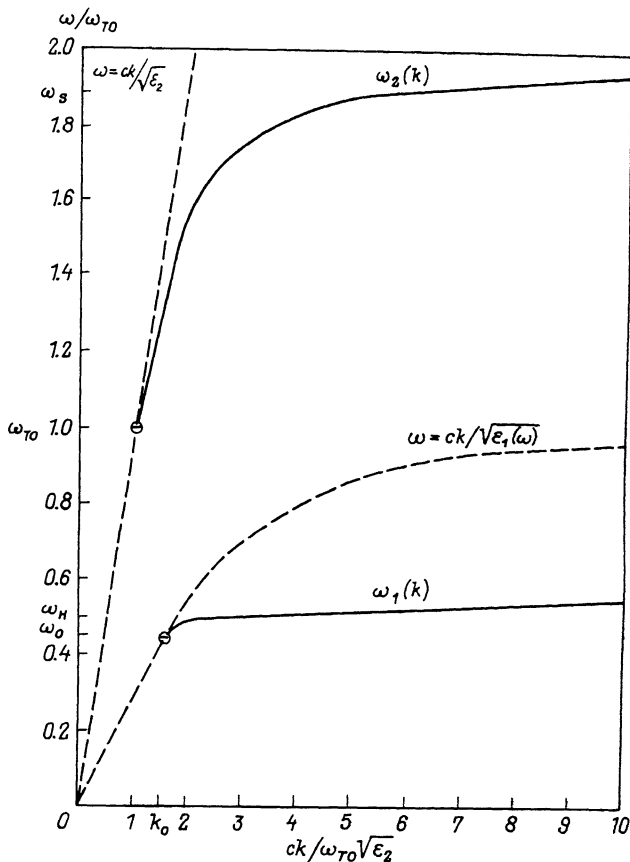


Рис. 1. Закон дисперсии поверхностных магнитоплазменных колебаний при $\omega_H = 0.5 \cdot \omega_{T0}$, $\Omega = 0.087 \cdot \omega_{T0}$, $\omega_s = 1.875 \cdot \omega_{T0}$, $\omega_* = 3 \cdot \omega_{T0}$, $\eta_0 = 5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$, $m = 10^{-28} \text{ г}$, $\epsilon_0 = 9.27$, $\epsilon_\infty = 1.92$, $\epsilon_2 = 1$, $\omega_{T0} = 5.78 \cdot 10^{13} \text{ с}^{-1}$ [3].

скоростью на частотах меньше электронной циклотронной. В недавней работе [2] показано, что при определенных условиях учет эффектов запаздывания в диэлектрике приводит к появлению в спектре магнитоплазменных колебаний $2D$ электронного слоя частот, более низких, чем электронная циклотронная частота. В настоящем сообщении показано, что при наличии частотной дисперсии диэлектрической проницаемости $\xi(\omega)$ учет запаздывания может приводить к немонотонному закону дисперсии $\omega(k)$ поверхностных магнитоплазменных поляритонов, а также к существенной модификации (по сравнению с результатами работы [1]) спектра длинноволновых связанных фонон-магнитоплазменных поверхностных волн.

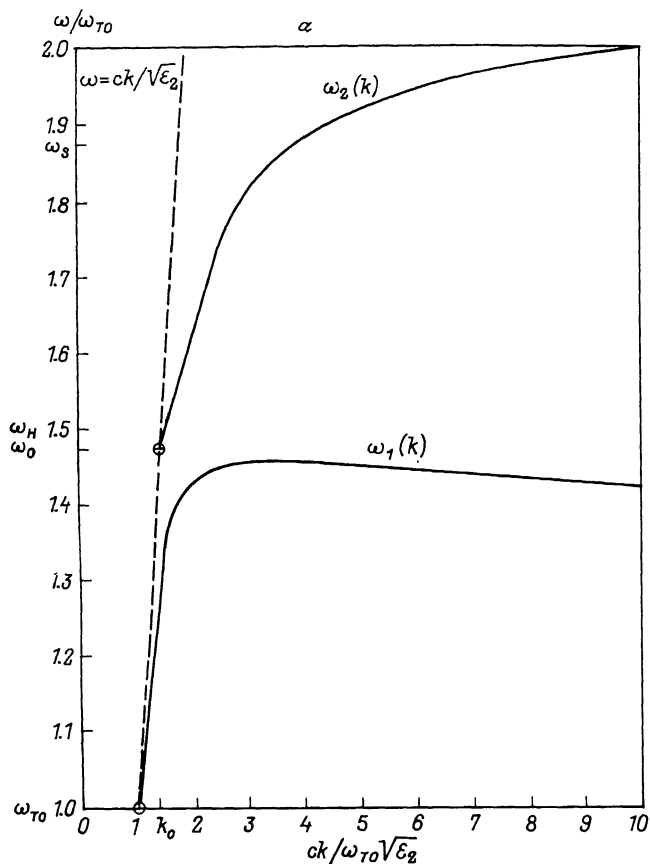


Рис. 2. Закон дисперсии поверхностных магнитоплазменных колебаний: а) $\omega_{T0} < \omega_H < \omega_S$, $\omega_H = 1.5 \cdot \omega_{T0}$; б) $\omega_S < \omega_H < \omega_{T0}$, $\omega_H = 2.5 \cdot \omega_{T0}$; значения характерных параметров те же, что на рис. 1.

Закон дисперсии магнитоплазменных колебаний $2D$ электронного слоя в рассматриваемой системе с учетом запаздывания и рассеяния носителей заряда может быть получен непосредственно из общего уравнения (3) работы [2]:

$$\left[\omega^2 - \frac{c \Omega^*}{\epsilon_1/q_1 + \epsilon_2/q_2} \right] \cdot \left[1 + \frac{\Omega^*/c}{q_1 + q_2} \right] = (\omega_H^*)^2, \quad (1)$$

где $q_{1,2}^2 = k^2 - (\omega/c)^2 \epsilon_{1,2}$, $\epsilon_{1,2}$ — диэлектрические проницаемости соприкасающихся полубесконечных диэлектрических сред, $\Omega^* = 4\pi e^2 \gamma_0 / (m^* c)$, $\omega_H^* = eH / (m^* c)$, $m^* = m [1 + i / (\omega \tau)]$,

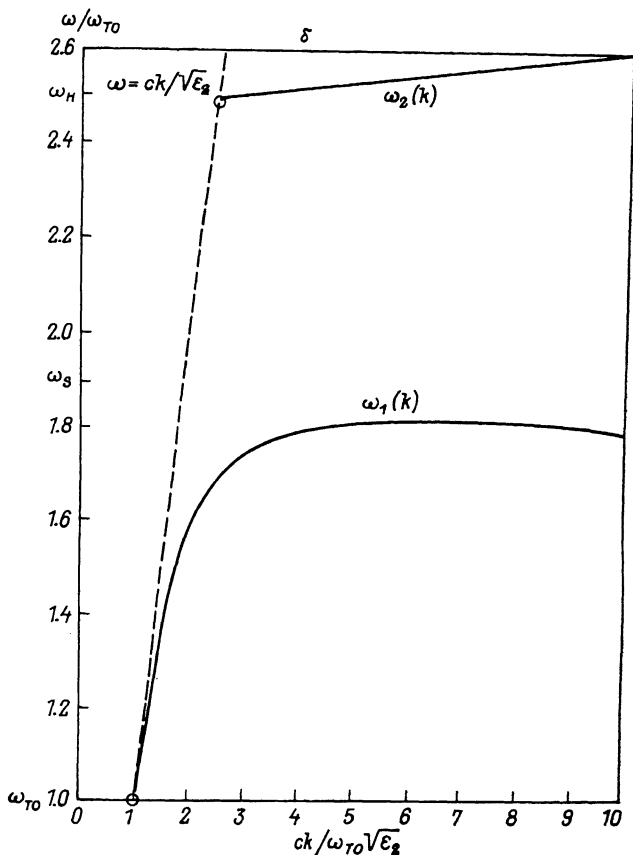


Рис. 2 (продолжение).

m , e , q_0 и τ — эффективная масса, заряд, поверхностная плотность и характерное время релаксации электронов в $2D$ слое.

Диэлектрическая проницаемость ионного кристалла ϵ_1 обладает следующей частотной дисперсией:

$$\epsilon_1(\omega) = \epsilon_\infty + \frac{(\epsilon_0 - \epsilon_\infty) \omega_{T0}}{\omega_{T0}^2 - \omega^2}, \quad (2)$$

где ϵ_0 и ϵ_∞ — статическая и высокочастотная предельные диэлектрические проницаемости, а ω_{T0} — частота длинноволновых оптических фононов. Диэлектрическая проницаемость второй среды ϵ_2 от частоты не зависит.

В пренебрежении запаздыванием ($c^2 k^2 \gg \omega^2 \epsilon_{1,2}$) и при $\omega\tau \gg 1$ ($m^* = m$, $\omega_H^* = \omega_H$, $\Omega^* = \Omega$) из (1) и (2) можно вы-

вести законы дисперсии, полученные в работе [1]. Взаимодействие поверхностных поляритонов с магнитоплазменными колебаниями 2D электронного слоя приводит к появлению двух ветвей связанных поверхностных колебаний $\omega_{1,2}(k)$, причем в пренебрежении запазыванием обе ветви обладают щелью в спектре: $\omega_1(0) = \omega_H$, $\omega_2(0) = \omega_S$, где $\omega_S^2 = \omega_{T0}^2 (\epsilon_2 + \epsilon_0) / (\epsilon_2 + \epsilon_\infty)$. Опишем на основе уравнений (1) и (2) законы дисперсии $\omega_{1,2}(k)$ в зависимости от соотношений между характерными частотами ω_H и ω_{T0} с учетом эффектов запазывания.

В случае $\omega_H < \omega_{T0}$ нижняя ветвь поверхностных колебаний $\omega_1(k)$ оканчивается на кривой графика закона дисперсии нижней ветви объемных поляритонов ионного кристалла $\omega \sqrt{\epsilon_1(\omega)} = ck$. Частота в точке окончания определяется отношением величин Ω к ω_H : при $\omega_H \ll \Omega$ дисперсионная кривая оканчивается в точке $k_0 = \omega_0 \sqrt{\epsilon_0} / c$, $\omega_0 = \sqrt{\epsilon_\infty - \epsilon_2} \omega_H^2 / \Omega$ ($\epsilon_0 > \epsilon_2$), касаясь дисперсионной кривой объемных поляритонов. В интервале волновых векторов $k_0 \leq k < (\omega_H/c) \sqrt{\epsilon_0}$ имеются собственные частоты, лежащие ниже электронной циклотронной частоты ω_H . Если же $\omega_H \gg \Omega$, то точка окончания расположена вблизи циклотронной частоты (рис. 1):

$$k_0 \frac{\omega_0}{c} \sqrt{\epsilon_1(\omega_H)}, \quad \omega_0 = \omega_H \left[1 - \frac{\Omega}{2\omega_H} \left(\frac{\omega_{T0}^2 - \omega_H^2}{(\epsilon_\infty - \epsilon_2)(\omega_*^2 - \omega_H^2)} \right)^{1/2} \right] < \omega_H, \quad (3)$$

где $\omega_* = \omega_{T0} [(\epsilon_0 - \epsilon_2) / (\epsilon_\infty - \epsilon_2)]^{1/2}$ — характерная частота, определяющая точку пересечения линии $\omega = ck / \sqrt{\epsilon_2}$ и верхней ветви объемных поляритонов ($\epsilon_\infty > \epsilon_2$).

Отметим, что в случае $\omega_H \rightarrow \omega_{T0}$ ($\omega_H < \omega_{T0}$) точка окончания k_0 ветви $\omega_1(k)$ неограниченно возрастает. Действительно, из (3) следует, что при $\omega_H \rightarrow \omega_{T0} - 0$

$$k_0(\omega_H) = \frac{\epsilon_0 - \epsilon_\infty}{2c} \frac{\omega_{T0}^2}{\omega_{T0} - \omega_H}. \quad (4)$$

Таким образом, при очень малых значениях $\omega_{T0} - \omega_H$ значения k становятся настолько большими, что необходимо учитывать эффекты пространственной дисперсии диэлектрической проницаемости. Последние должны привести к конечному значению $k_0(\omega_H)$ в точке окончания.

Верхняя ветвь $\omega_2(k)$ в случае $\omega_H < \omega_{T0}$ имеет точку окончания на линии $\omega = ck / \sqrt{\epsilon_2}$ на частоте $\omega = \omega_{T0}$; $\omega_2(k)$ является монотонной функцией волнового числа.

В случае $\omega_{T0} < \omega_H < \omega_*$ обе ветви колебаний поверхностных магнитоплазменных поляритонов имеют точки окончания на линии $\omega = ck / \sqrt{\epsilon_2}$. Нижняя ветвь $\omega_1(k)$ имеет точку окончания на частоте ω_{T0} . С ростом k частота колебаний этой ветви растет до достижения максимума, положение которого определяется

соотношением частот ω_S и ω_H : если $\omega_H < \omega_S$, то максимум лежит вблизи, но несколько ниже частоты ω_H ; если же $\omega_H > \omega_S$, то максимум лежит вблизи, но несколько ниже частоты ω_S . По достижении максимума частота $\omega_1(k)$ убывает с ростом k , асимптотически приближаясь к ω_{T0} . Верхняя ветвь $\omega_2(k)$ имеет точку окончания на частоте, близкой к ω_H . Частота этой ветви всегда является монотонно возрастающей функцией волнового числа k . В интервале частот между максимумом нижней кривой и точкой окончания верхней ветви имеется щель. В отличие от [1], учет запаздывания приводит к тому, что при $\omega_H < \omega_S$ ширина запрещенной щели очень мала, т.к. положение максимума на нижней кривой и положение точки окончания верхней кривой определяются одной частотой — ω_H (рис. 2,а). При $\omega_H > \omega_S$ положения краев щели определяются разными частотами, и ширина щели растет при увеличении магнитного поля (рис. 2,б).

При $\omega_H > \omega_*$ верхняя ветвь $\omega_2(k)$ оканчивается на графике верхней ветви объемных поляритонов на частоте, близкой к ω_H . При этом качественное поведение обеих ветвей в основном соответствует случаю $\omega_S < \omega_H < \omega_*$.

Отметим, всегда имеется точка окончания одной из ветвей поверхностных магнитоплазменных поляритонов $k = \omega_{T0} \sqrt{\epsilon_2} / c$, $\omega = \omega_{T0}$, положение которой не зависит от наличия магнитного поля и $2D$ электронного слоя.

Л и т е р а т у р а

- [1] Полищук О.В., Попов В.В., Сеницын Н.И. — Письма в ЖТФ, 1987, т. 13, в. 19, с. 1197–1200.
- [2] K o s e v i c h Yu.A., K o s e v i c h A.M. and G r a n a d a J.C. — Phys. Lett. A, 1988, v. 127, N 1, p. 52–56.
- [3] Поверхностные поляритоны. Электромагнитные волны на поверхностях и границах раздела сред. / Под ред. В.М. Аграновича и Д.А. Миллса, М.: Наука, 1985. 528 с.

Харьковский
государственный
университет им. А.М. Горького

Поступило в Редакцию
12 мая 1988 г.