4. В заключение отметим, что если мы имеем дело не с одиночным точечным дефектом, а с комплексами, то резонансные электронные состояния возникают в том случае, когда расстояние между дефектами в комплексах порядка длины рассеяния на одиночном дефекте [9]. Изучение эффекта фотонного увлечения в этом случае может оказаться удобным методом определения характерных параметров таких комплексов, в частности комплексов изоэлектронных примесей. Рассмотренный выше резонанс Фано в эффекте увлечения в принципе можно наблюдать и при межзонном возбуждении электронов, если концентрация нейтральных примесей достаточно велика.

Список литературы

[1] Kaminska M., Skowronsky H., Kuszko W. // Phys. Rev. Lett. 1985. V. 55. N 20. P. 2204—2207.
[2] Шейнкман М. К. // Письма ЖЭТФ. 1983. Т. 38. В. 6. С. 278—280.
[3] Fano U. // Phys. Rev. 1961. V. 124. N 6. P. 1866—1878.
[4] Гринберг А. А. // ЖЭТФ. 1970. Т. 58. В. 5. С. 989—995.
[5] Дмитриев А. П., Емельянов С. А., Терентьев Я. В., Ярошецкий И. Д. // Письма ЖЭТФ. 1989. Т. 49. В. 9. С. 506—509.
[6] Рывкин Б. С. // ФТП. 1974. Т. 8. В. 3. С. 481—484.
[7] Nussenzveig H. M. // Nucl. Phys. 1959. V. 11. N 3. P. 499—521.
[8] Арфкен Г. Математические методы в физике. М., 1970. 712 с.
[9] Агекян В. Ф., Герчиков Л. Г., Харченко В. А. // ЖЭТФ. 1987. Т. 92. В. 5. С. 1770—1781.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе АН СССР
Ленинград

Получено 26.06.1990
Принято к печати 6.07.1990

ФТП, том 24, вып. 12, 1990

ПОВЕРХНОСТНЫЕ ПЛАЗМЕННЫЕ ВОЛНЫ В СВЕРХРЕШЕТКАХ С КВАНТОВЫМИ ЯМАМИ

Ермолин А. В., Кучма А. Е., Свердлов В. А.

В настоящем сообщении исследуется вопрос о существовании поверхностных плазменных волн в полубесконечной сверхрешетке типа I. Рассматриваемая система моделируется набором двумерных проводящих слоев [1, 2], расположенных в плоскостях $z=\Delta+na$ ($n=0, 1, 2, \ldots$), где a — период сверхрешетки, а $\Delta>0$ — смещение первого слоя относительно плоскости $z=0$, в которой фоновая диэлектрическая проницаемость имеет разрыв. Считается, что диэлектрическая проницаемость в полупространстве $z<0$ есть ε_1, а проводящие слои погружены в среду с проницаемостью ε_2, заполняющую полупространство $z>0$.

В случае, когда зависимость потенциала поля волны от координат и времени имеет вид $\varphi=\varphi(z)e^{iqx-i\omega t}$, для частоты колебаний ω можно, действуя аналогично [3], получить следующее соотношение:

$$\omega^2=\frac{\omega_p^2 qa\,(\varepsilon_2\operatorname{ch} q\Delta+\varepsilon_1\operatorname{sh} q\Delta)\,[\varepsilon_2\operatorname{ch} q\,(a-\Delta)-\varepsilon_2\operatorname{sh} q\,(a-\Delta)]}{\varepsilon_2\,(\varepsilon_2^2-\varepsilon_1^2)\operatorname{sh} qa}. \qquad (1)$$

Здесь $\omega_p^2=4\pi N_s e^2/ma$, N_s — двумерная концентрация носителей в слоях, m — их эффективная масса. Соотношение (1) следует рассматривать совместно с условием убывания потенциала при $|z|\to\infty$, которое записывается в виде

$$\left|\frac{\varepsilon_2\operatorname{ch} q\Delta+\varepsilon_1\operatorname{sh} q\Delta}{\varepsilon_2\operatorname{ch} q\,(a-\Delta)-\varepsilon_1\operatorname{sh} q\,(a-\Delta)}\right|<1. \qquad (2)$$

Если диэлектрические проницаемости ε_1 и ε_2 не зависят от ω, то (1) есть явное выражение для частоты поверхностных колебаний в рассматриваемой системе.

В случае же, когда $\varepsilon_1=\varepsilon_1(\omega)$, $\varepsilon_2=\varepsilon_2(\omega)$, соотношение (1) является дисперсионным уравнением, характер решений которого существенно зависит от конкретного вида функций $\varepsilon_1(\omega)$ и $\varepsilon_2(\omega)$.

Спектр поверхностных волн в ситуации, когда среда, заполняющая полупространство $z<0$, представляет собой ионный кристалл, а $\varepsilon_2=\text{const}$, рассматривался в [4, 5]. Далее исследуется случай, когда внешней по отношению к сверхрешетке средой является металл или легированный полупроводник, диэлектрическая проницаемость которого имеет вид

$$\varepsilon_1(\omega)=\bar{\varepsilon}_1\left(1-\frac{\Omega_p^2}{\bar{\varepsilon}_1\omega^2}\right), \tag{3}$$

где Ω_p — плазменная частота носителей. При $\varepsilon_2=\text{const}$ дисперсионное уравнение (1) сводится к уравнению третьей степени относительно ω^2. В частном случае $\bar{\varepsilon}_1=\varepsilon_2$ для ω получаем биквадратное уравнение

$$\left(2\,\text{sh}\,qa-\frac{\omega_p^2}{\Omega_p^2}\,qa\left[\text{sh}\,q(2\Delta-a)+\text{ch}\,q(2\Delta-a)\right]\right)\frac{\omega^4\varepsilon_2^2}{\Omega_p^2\omega_p^2}-$$
$$-\left(\text{sh}\,qa+\frac{\omega_p^2}{\Omega_p^2}\,qa\left[2\,\text{sh}\,q\Delta\,\text{sh}\,q(a-\Delta)-\text{sh}\,q(2\Delta-a)\right]\right)\frac{\omega^2\varepsilon_2}{\omega_p^2}+$$
$$+\,qa\,\text{sh}\,q\Delta\,\text{sh}\,q(a-\Delta)=0. \tag{4}$$

Из условия (2) следует, что отвечающие поверхностным колебаниям решения уравнения (4) лежат в области

$$A_-<\omega^2<A_+, \tag{5}$$

где

$$A_\pm=\frac{\Omega_p^2}{\varepsilon_2}\,\frac{\text{sh}\,q\Delta\pm\text{sh}\,q(a-\Delta)}{\text{sh}\,q\Delta+\text{ch}\,q\Delta\pm\left[\text{sh}\,q(a-\Delta)-\text{ch}\,q(a-\Delta)\right]}.$$

Хотя корни уравнения (4) могут быть найдены в явном виде, соответствующие выражения в общем случае оказываются чрезвычайно громоздкими, поэтому ограничимся аналитическим рассмотрением предельного случая малых q, когда $q\Delta<qa\ll1,\ \Omega_p^2/\omega_p^2$. В этой области уравнение (4) дает два сильно различающихся значения частоты колебаний

$$\omega_1^2=\frac{\Omega_p^4}{\varepsilon_2(2\Omega_p^2-\omega_p^2)}, \tag{6}$$

$$\omega_2^2=\frac{\omega_p^2}{\varepsilon_2}\,\Delta(a-\Delta)\,q^2. \tag{7}$$

Условие (5) при этом сводится к ограничениям

$$\frac{(2\Delta-a)\,q\Omega_p^2}{2\varepsilon_2}<\omega^2<\frac{\Omega_p^2}{\varepsilon_2}. \tag{8}$$

Отсюда следует, что колебания с частотой ω_1 могут существовать в системе, в которой $\omega_p^2<\Omega_p^2$. Колебания акустического типа с частотой (7) существуют, если

$$q\Delta>\frac{\Omega_p^2(2\Delta-a)}{2\omega_p^2(a-\Delta)}. \tag{9}$$

При увеличении Δ частота акустических колебаний возрастает, достигая нижней границы зоны объемных колебаний при $\Delta=a/2$. В этой области значений Δ неравенство (9) выполнено для всех q. Следует отметить, что как при $\Delta\ll a$, так и при Δ, близких к $a/2$, возможность существования рассматриваемых колебаний сильно ограничена. При малых фазовых скоростях это ограничение связано с влиянием столкновений и затуханием Ландау, а в области $\Delta=a/2$ малым оказывается отщепление поверхностной волны от зоны объемных колебаний.

При $\Delta > a/2$ существование решения (7), отвечающего поверхностной плазменной волне с акустическим законом дисперсии, как следует из (9), оказывается невозможным. Дисперсионная кривая, отвечающая низкочастотной поверхностной волне, начинается в этом случае при конечном значении qa, отщепляясь от нижней границы зоны объемных плазменных колебаний. Аналогичное поведение имеет место и при $\Delta > a$.

Дисперсионные зависимости при произвольных qa приведены на рис. 1 для $\omega_p^2/\Omega_p^2=0.4$, $\Delta=0.1a$ (кривые *1*, *2*) и $\Delta=0.7a$ (кривые *3*, *4*). Зона объемных

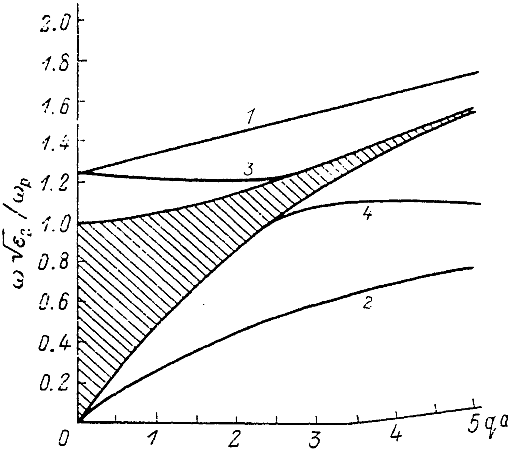

Рис. 1.

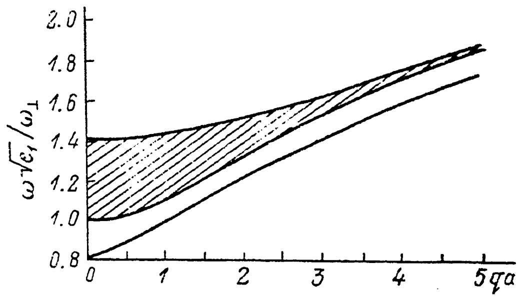

Рис. 2.

колебаний заштрихована. Отметим, что при увеличении Δ сильно сужается область значений qa, в которой возможно существование высокочастотной поверхностной моды.

Аналогично может быть рассмотрена другая разновидность модели, когда в пространстве между слоями сверхрешетки существует газ свободных носителей тока, так что проницаемость ε_2 имеет вид

$$\varepsilon_2(\omega) = \bar{\varepsilon}_2\left(1 - \frac{\omega_\perp^2}{\bar{\varepsilon}_2\omega^2}\right), \tag{10}$$

где $\omega_\perp$ — плазменная частота этих носителей, а ε_1 не зависит от частоты. В такой системе существуют длинноволновые поверхностные колебания с частотой, меньшей частот объемных плазмонов. Соответствующая дисперсионная кривая показана на рис. 2 для случая $\Delta=0$, $\varepsilon_1=\bar{\varepsilon}_2$, $\omega_\perp=\omega_p$.

Список литературы

[1] Guiliani G., Quinn J. // Phys. Rev. Lett. 1983. V. 51. N 10. P. 919—922.
[2] Jain J. K., Allen P. B. // Phys. Rev. Lett. 1985. V. 54. N 9. P. 947—950.
[3] Jain J. K. // Phys. Rev. B. 1985. V. 32. N 8. P. 5456—5458.
[4] Kobayashi M., Kitahara T., Yonashiro K. // Sol. St. Commun. 1987. V. 61. N 3. P. 167—170.
[5] Kobayashi M., Kitahara T., Yonashiro K. // Phys. St. Sol. (b). 1988. V. 147. N 1. P. 141—148.

Научно-исследовательский институт
физики при ЛГУ
Ленинград

Получено 29.12.1989
Принято к печати 15.08.1990