

структура максимумов (рис. 1, 2). Исключением являются полосы 3 (4), которые либо неполяризованы, либо поляризованы, но частоты фононов A_u и B_u совпадают.

Низкоэнергетические полосы ($250-50 \text{ см}^{-1}$), возможно, обусловлены колебаниями Pb^{2+} и MoO_4^{2-} относительно друг друга (внешние моды). Полученные спектральные характеристики E_1 и E_2 в обеих поляризациях полностью удовлетворяют дисперсионным соотношениям. При резонансных частотах диэлектрические проницаемости изменяются до значений, равных нескольким десяткам, т. е. полосы выделяются достаточно сильно и имеют контуры, соответствующие однофононным резонансам. Наибольшие значения сил осцилляторов наблюдаются для полос 3, 4 и 5 (см. таблицу).

Таким образом, группы мод 1, 4 и 2, 3 обусловлены колебаниями ионов Pb^{2+} и MoO_4^{2-} , тогда как моды 6, 8 и 5, 7 обусловлены колебаниями внутри тетраэдра MoO_4^{2-} . В области $700-900 \text{ см}^{-1}$ проявляются в обеих поляризациях моды 9 и 10, ответственные за O—O взаимодействия.

Список литературы

- [1] Loiacono G. M., Balasico I. F., Bonner R. // J. Cryst. Growth. 1974. V. 21. N 1. P. 1—11.
- [2] Verny G., Bourgion P., Aurault P. // Opt. Commun. 1972. V. 6. N 4. P. 383—387.
- [3] Мушинский В. П., Караман М. И., Манащенко А. П. // ЖПС. 1988. Т. 48. № 5. С. 839—841.
- [4] Мушинский В. П., Караман М. И., Манащенко А. П. // Изв. АН ССРМ, сер. физ.-мат. и мат. наук. 1987. № 3. С. 74—82.
- [5] Бахшиева Г. Ф., Морозов А. М. // ОМН. 1977. № 9. С. 211—214.
- [6] Pinnow D. A., Van Uitert L. C., Warner A. W. // Appl. Phys. Lett. 1969. V. 15. N 1. P. 83—86.
- [7] Ангерт Н. Б., Анисимов Н. А., Белый Н. М., Горбань И. С., Губанов В. А., Назаров Н. В. // ФТТ. 1978. Т. 20. № 8. С. 2540—2542.

Кишиневский политехнический институт
им. С. Лазо

Поступило в Редакцию
22 мая 1990 г.

В окончательной редакции
15 октября 1990 г.

ВДК 539.2 : 533.951.2

© Физика твердого тела, том 33, № 4, 1991
Solid State Physics, vol. 33, N 4, 1991

ПЛАЗМЕННЫЕ КОЛЕБАНИЯ В СДВОЕННЫХ КВАЗИОДНОМЕРНЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ КАНАЛАХ

В. Шикин, Т. Васильева

1. Эксперименты [1] по возбуждению однородным электрическим полем плазменных колебаний в периодической системе сдвоенных электронных каналов (см. рисунок) демонстрируют наличие плазменного дублета ω_{\pm} с величиной $\Delta\omega = \omega_+ - \omega_-$, зависящей от толщины $2d$ диэлектрика, разделяющего электронные слои. Целью настоящего сообщения является интерпретация этого эффекта в рамках классических уравнений холодной плазмы.

2. В случае одной сдвоенной системы слоев, т. е. при выполнении неравенства $a \ll b$ определения величин a и b , (см. рисунок), когда можно говорить об отдельном, плоском конденсаторе, интересующая нас система уравнений имеет вид

$$\delta n_1 + n_0 v_1'(x) = 0, \quad (1)$$

$$\delta n_2 + n_0 v_2'(x) = 0, \quad (1a)$$

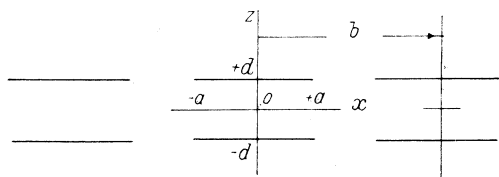
$$-m^* \dot{v}_1 = e\varphi_1'(x, d) + e\varphi_2'(x, d), \quad (2)$$

$$-m^* \dot{v}_2 = e\varphi_2'(x, -d) + e\varphi_1'(x, -d), \quad (2a)$$

$$\varphi_1'(x, z) = \frac{2e}{\kappa} \int_{-a}^{+a} \frac{\delta n_1(s)(x-s)}{(x-s)^2 + (z-d)^2} ds, \quad (3)$$

$$\varphi_2'(x, z) = \frac{2e}{\kappa} \int_{-a}^{+a} \frac{\delta n_2(s)(x-s)}{(x-s)^2 + (z+d)^2} ds. \quad (3a)$$

Здесь $\delta n_i(x)$, $v_i(x)$, $\varphi_i(x)$, $i=1, 2$ — флуктуации плотности, скорости электронов и соответствующие электропотенциалы в плазменных коле-



Периодическая система двойных электронных слоев.

a — ширина слоя, b — расстояние между соседними слоями.

баниях для пластин 1 и 2, m^* — эффективная масса электрона, n_0 — равновесная плотность в слое, которая предполагается постоянной, κ — диэлектрическая постоянная окружающей среды.

Система уравнений (1)–(3) относительно шести переменных δn_i , v_i , φ_i дополняется граничными условиями

$$v_i|_{x=\pm a} = 0. \quad (4)$$

Составляя комбинации

$$\begin{aligned} \delta n_{\pm} &= \delta n_1 \pm \delta n_2, \quad v_{\pm} = v_1 \pm v_2, \\ \varphi_{\pm} &= \varphi_1 \pm \varphi_2, \end{aligned} \quad (5)$$

можно свести систему (1)–(3) к следующей задаче на собственные значения λ_{\pm} :

$$\varphi_{\pm}(\xi) = \lambda_{\pm} \int_{-1}^{+1} L_{\pm}(\xi-s) \varphi'(s) ds, \quad \varphi'|_{\xi=\pm 1} = 0, \quad (6)$$

$$L_{\pm}(\xi) = \frac{1}{\xi} \pm \frac{\xi}{\xi^2 + 4d^2/a^2}, \quad (6a)$$

$$\omega_{\pm}^2 = \lambda_{\pm}^{-1} \frac{2e^2 n_0}{m^* \kappa a}. \quad (6b)$$

Таким образом, существование плазменного дублета ω_{\pm} , наблюдаемое в экспериментах [1], в принципе, подтверждается структурой уравнения (6).

3. В предельном случае $d \ll a$ основная мода ω_{-} может быть рассчитана аналитически. Используя в этом случае тот факт, что масштаб изменения $\varphi_{-}(x)$ в основной моде ω_{-} порядка a , а радиус действия ядра $L_{-}(\xi)$ (6a) порядка $d \ll a$, полагаем

$$\varphi'(\xi) \simeq \varphi'(x) + \varphi''(x)(x-\xi) + \dots,$$

после чего уравнение (6) сводится к дифференциальному

$$\varphi''_{-} + \frac{\omega_{-}^2 \kappa m^*}{4\pi e^2 n_0 d} \varphi_{-} = 0, \quad \varphi'_{-}|_{\pm a} = 0. \quad (7)$$

Расчет ω_- теперь не составляет труда:

$$\omega_-^2 = \frac{\pi^2 e^2 n_0 d}{\chi m^* a^2}. \quad (8)$$

Учитывая, что в работе [1] приведены и данные о средней плотности электронов в двоеканальном канале, $n_0 = 6.5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ (эта информация может быть получена из обработки данных об осцилляциях Шубникова—де Гааза в пределе сильных магнитных полей), а также экспериментальные значения $2d = 10^{-5} \text{ см}$, и $m^* = 0.0707 m_0$ и $\chi = 13$, оценим на основании (8) и экспериментального значения $\hbar\omega_- = 4 \text{ мэВ}$ ширину $2a$ электронного канала

$$2a \simeq 5.48 \cdot 10^{-5} \text{ см}, \quad \frac{d}{a} \simeq 0.18. \quad (9)$$

Это значение $2a$ меньше номинальной ширины канала $2a_0 = 5.5 \cdot 10^{-5} \text{ см}$, измеряемой с помощью электронного микроскопа в процессе изготовления периодически модулированных структур. Соотношение $a < a_0$ традиционно для структур подобного типа, что косвенно подтверждает разумность приближенной формулы (9) для ω_- .

Для определения ω_+ необходимо решать интегральное уравнение (6). Однако это решение в постановке (1)—(3) имеет в основном академический интерес. Дело в том, что электрические поля, характерные для моды ω_+ , распределены в основном за пределами плоского конденсатора (мода ω_- имеет поля, локализованные внутри конденсатора). В связи с этим для моды ω_+ существенно реальное распределение диэлектрика за пределами конденсатора, которое резко неоднородно (см. рисунок). Для моды ω_- этой проблемы не существует, пока $d/d \ll 1$. В результате возникает альтернатива: либо надо учитывать конкретное распределение χ в окрестности конденсатора, как это показано на рисунке, что резко усложняет расчет ω_+ , либо, чему отдается предпочтение в настоящем сообщении, можно ввести понятие эффективной диэлектрической постоянной $\langle \chi \rangle$ в окрестности конденсатора и оценить на основании (6) в пределе $d/a \ll 1$ и экспериментальных данных [1] величину $\langle \chi \rangle$.

Общее уравнение (6) для ω_+ в пределе $d/a \ll 1$ упрощается:

$$\varphi_+ = \lambda_+ \int_{-1}^{+1} \frac{\varphi'(s) ds}{x-s}, \quad \varphi'|_{\pm 1} = 0.$$

Численное решение этого уравнения для основной моды дает значение $\lambda_+ = 0.27$. Соответственно для $\omega_+ = 8 \text{ мэВ}$.

$$\langle \chi \rangle \simeq 0.65\chi. \quad (10)$$

При этом использовано численное значение $2a$, следующее из обработки данных для ω_- [1].

Роль периодичности системы двоеканальных каналов будет обсуждена в более подробной работе. Здесь же отметим, что, во всяком случае для моды ω_- , все поля которой сосредоточены внутри соответствующей пары «пластин», наличие даже ближайших соседей малосущественно.

Список литературы

- 1) Demel T., Heitmann D., Crambow P., Ploog K. // Phys. Rev. 1988. Bd 38. N. 17. S. 12732—12735.