

Зависимость плотности тока эмиссии $j(E)$ легко получается из кинетического уравнения $\dot{n} = -\nu n P$, где ν — частотный фактор, если в этом уравнении поверхностную концентрацию n электронов на экзуровнях считать не зависящей от поля величиной

$$j(E) = ev \exp\left(-\frac{(w - \alpha \sqrt{E})}{kT}\right). \quad (3)$$

Постоянная α зависит только от значения ϵ вблизи поверхности образца, которое не должно превышать нескольких единиц. Так, для $\epsilon=1$ получается $\alpha = 7.6 \cdot 10^{-5}$ эВ \cdot (В/м) $^{-1/2}$, для $\epsilon=2$ $\alpha = 5.4 \cdot 10^{-5}$ эВ \cdot (В/м) $^{-1/2}$. Такие значения хорошо согласуются и с экспериментальными данными [8].

После выброса электронов поверхностные ловушки заряжаются положительно и притягивают к себе новые электроны из приповерхностного слоя. Для электронов с кинетической энергией порядка kT эта энергия составляет при 300 К $2.6 \cdot 10^{-2}$ эВ. Примерно такую же кинетическую энергию приобретают в приповерхностном слое неравновесные электроны, средняя длина свободного пробега которых составляет $2 \cdot 10^{-9}$ м [2]. Такие кинетические энергии недостаточны для выхода электронов в вакуум непосредственно из зоны проводимости. По-видимому, большинство электронов захватывается поверхностными ловушками и лишь на следующем этапе излучается в вакуум по описанному выше механизму.

Из формулы (2) видно, что для каждого значения w существует определенное критическое поле $E_{кр} = (w/\alpha)^2$, при приближении к которому резко возрастает проводимость приповерхностного слоя и должно иметь место явление типа пробоя по поверхности, которое наблюдалось в сегнетоэлектриках экспериментально [9]. Рассчитанные значения $E_{кр}$ имеют величину от $0.62 \cdot 10^8$ В/м для $w=0.6$ эВ, $\epsilon=1$ до $0.87 \cdot 10^9$ В/м для $w=1$ эВ, $\epsilon=5$.

Список литературы

- [1] Hibbert D. B., Goodman A. // Int. J. Electronics. 1985. V. 59. N 6. P. 701—709.
- [2] Малиновский В. К., Стурман Б. И. // ФТТ. 1980. Т. 22. № 12. С. 3678—3683.
- [3] Розенман Г. И., Рез И. С., Чепелев Ю. Л., Ангерт Н. Б. // ФТТ. 1980. Т. 22. № 11. С. 3466—3469.
- [4] Biedrzyckw K. // Phys. St. Sol. (a). 1988. V. 109. P. 79—83.
- [5] Розенман Г. И. // ФТТ. 1988. Т. 30. № 8. С. 2323—2326.
- [6] Hibbert D. B., Robertson A. J. B. // Proc. Roy. Soc. 1976. V. A349. P. 63—79.
- [7] Фишер Р., Нойман Х. Автоэлектронная эмиссия полупроводников // Под ред. И. Л. Сокольской. М., 1971. 215 с.
- [8] Розенман Г. И., Печорский В. И. // ФТТ. 1983. Т. 25. № 3. С. 888—890.
- [9] Авакян Э. М., Белабаев К. Г., Саркисов В. Х. // Кристаллография. 1976. Т. 21. С. 1214—1216.

Воронежский государственный университет
им. Ленинского комсомола

Поступило в Редакцию
8 февраля 1990 г.
В окончательной редакции
23 июля 1990 г.

ИК и КР АКТИВНЫЕ МОДЫ В НЕСОРАЗМЕРНОЙ ФАЗЕ СОЕДИНЕНИЙ $TlGaSe_2$ и $TlInS_2$

Б. Р. Гаджиев, А. А. Бабинова

В высокотемпературной (ВС) фазе структуры соединений $TlGaSe_2$ и $TlInS_2$ изоморфны и обладают пространственной группой (ПГ) симметрии C_{2h}^6 [1]. Из-за отсутствия структурных исследований по определению суперпространственной группы (СПГ) симметрии несоразмерной (НС)

фазы воспользуемся результатами работы [2], согласно которой из выражения для свободной энергии Ландау, представленной через инварианты неприводимого представления (НП), по которому преобразуется параметр порядка (ПП), можно определить группу симметрии этой фазы. При этом СПГ определяется как группа, сохраняющая НС структуру инвариантной. Поскольку вектор модуляции TlGaSe_2 и TlInS_2 $q_{inc} = (\delta, \delta, 0.25)$ [3], из конкретного вида свободной энергии [4] и методом работы [5] можно показать, что СПГ симметрии НС фазы этих структур является $P_{11}^{C2/m}$.

Используя координаты атомов внутри элементарной ячейки TlGaSe_2 и TlInS_2 [1], для разложения малого механического представления Γ по НП C_{2h}^6 , соответствующему центру зоны Бриллюэна получаем соответственно

$$\Gamma_{\text{TlGaSe}_2} = 23A_g + 25B_g + 23A_u + 25B_u, \quad (1)$$

$$\Gamma_{\text{TlInS}_2} = 24A_g + 24B_g + 24A_u + 24B_u, \quad (2)$$

причем A_g и B_g колебания активны в комбинационном рассеянии, A_u и B_u — в инфракрасном поглощении.

Аналогичный анализ в НС фазе с учетом симметрии $P_{11}^{C2/m}$ в синусоидальном приближении с помощью методов работы [6] для TlGaSe_2 и TlInS_2 приводит к результату

$$\Gamma = 48A_g + 48B_g + 48A_u + 48B_u. \quad (3)$$

Таким образом, при переходе из ВС и НС фазы возникают новые моды. Температурное поведение возникающих мод на уровне динамики решетки в несоизмеримой фазе [7] можно получить с учетом их взаимодействия, которое задается как

$$\omega_{0u}^2(T) = \omega_{0u}^2(T_I) + \rho_X^2,$$

причем $\rho^2 \sim (T_I - T)$, что вытекает из феноменологического рассмотрения [8], T_I — температура перехода в НС фазу, X — положительное число.

С целью сравнения с экспериментом отметим, что в работе [9] показано, что в ВС фазе спектры комбинационного рассеяния лучше всего интерпретируются на основе ПГ C_{2h}^6 и в НС фазе наряду с исходной $\omega \simeq 25 \text{ см}^{-1}$ возгорается дополнительная полоса 29 см^{-1} с симметрией A_g , частота которой с понижением температуры увеличивается, что согласуется с выше изложенными результатами.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Henkel W., Hocheimer H. D., Carlone C., Werner A. // Phys. Rev. B. 1982. V. 26. N 6. P. 3211—3221.
- [2] Perez-Mato J., Madariaga G., Tello M. // Phys. Rev. B. 1984. V. 30. N 3. P. 1534—1548.
- [3] Вахрушев С. Б., Жданова В. В. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1984. Т. 39. № 6. С. 245—246.
- [4] Гашимадзе Ф. М., Гаджиев Б. Р. // Препринт ИФАН АзССР. 1986. № 199. С. 3—26.
- [5] Janner A., Rasing Th., Wyder P., Janssen T. // Phys. Rev. B. 1981. V. 25. N 12. P. 7504—7420.
- [6] Janner A., Janssen T. // Adv. Phys. 1987. V. 36. N 5. P. 517—624.
- [7] Гаджиев Б. Р., Бабилова А. А. // Тез. докл. Всес. конф. по физике сегнетоэлектриков. Ростов н/Д, 1989. С. 117.
- [8] Гашимадзе Ф. М., Гаджиев Б. Р. и др. // ФТТ. 1985. Т. 27. № 8. С. 2286—2290.
- [9] Аллахвердиев К. Р., Бабаев С. С. и др. // Препринт ИФАН АзССР. 1988. № 226. С. 3—30.