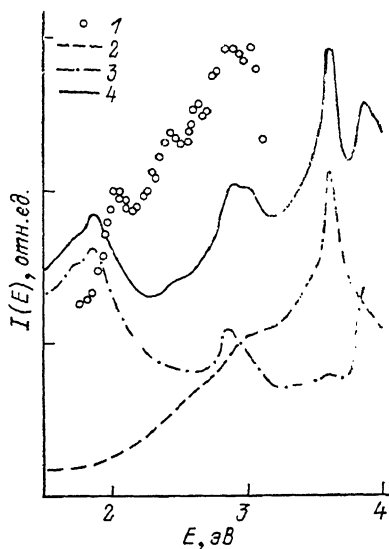


ЭЛЕКТРОН-ФОТОННАЯ ЭМИССИЯ ГЕРМАНИЯ

В. М. Шаталов, О. Ф. Панченко, К. Н. Пилипчак, Е. В. Золотухин

Как известно [1-4], в случае, когда энергия первичных электронов E_p намного превышает плазменную, спектр электрон-фотонной эмиссии (ЭФЭ) формируется в основном за счет излучательных переходов вторичных электронов и дырок, возникающих в результате каскада неупругих электрон-электронных и электрон-плазменных соударений. Вклад излучательных переходов с уровня E_p пренебрежимо мал потому, что электронные состояния при таких энергиях очень быстро затухают [5-7], что обуславливает малую относительную вероятность излучательной релаксации, с одной стороны, и приводит к сглаживанию эффектов брэгговской дифракции электронов и соответствующих особенностей Ван-Хова в спектре межзонных переходов — с другой. Интенсивность последних ослабляется с ростом энергии E_p еще и потому, что уменьшается пропорционально V_G/E_p объем k -пространства, в котором сказывается искажающее зоны свободных электронов влияние кристаллического потенциала V_G . Все это обуславливает отличие используемого здесь метода ЭФЭ от



Спектр ЭФЭ германия.

1 — экспериментальный спектр ЭФЭ для $E_p=200$ эВ; 2 — вклад дырочных переходов, т. е. переходов под E_F ; 3 — вклад электронных переходов над E_F ; 4 — суммарный теоретический спектр ЭФЭ.

метода обратной фотоэмиссии или излучательного захвата электронов твердым телом [8], где наблюдаются излучательные переходы первичных электронов с энергиями $E_p \leq 10$ эВ. Выбор германия в качестве объекта исследования обусловлен прежде всего его широким практическим применением.

В качестве мишени использовались поликристаллы германия. Поверхность образцов очищалась нагревом электронным пучком от электронной пушки с прямоканальным катодом. Моноэнергетический пучок электронов, который использовался для возбуждения ЭФЭ, формировался при помощи 90°-ного цилиндрического электростатического конденсатора, что позволяло предотвратить прямое попадание оптического излучения от катода на мишень. Плотность электронного тока на мишень составляла $2 \cdot 10^{-3}$ А/см². Конструкция прибора, методика оптических измерений и калибровки системы не отличались от описанных ранее [1]. Рабочее давление остаточных газов в приборе порядка $1 \cdot 10^{-9}$ Тор.

На рисунке показана энергетическая зависимость (I) интенсивности ЭФЭ $I(E) = dN_{\text{фот}}/dE$ для германия, бомбардируемого электронами с энергией $E_p=200$ эВ при угле падения электронов $\alpha=45^\circ$ и угле наблюдения $\beta=30^\circ$.

Для интерпретации полученных спектров был проведен расчет зонных энергий $E_{\text{нк}}$ и матричных элементов импульса $\mathbf{p}_{\text{нк}}$ -методом эмпирического псевдопотенциала [9] в наборе из 505 точек в неприводимой части

зоны Бриллюэна (ЗБ). Интенсивность ЭФЭ вычислялась по формуле [2-4]

$$I(E) = \frac{\alpha E}{\pi \hbar m c^2} \sum_{n, n', k} f(E_{nk}) [1 - f(E_{mk})] \frac{|p_{nmk}|^2}{6m} \delta(E_{nk} - E_{mk} - E), \quad (1)$$

где α — постоянная тонкой структуры; $f(E)$ — функция заполнения уровней, описывающая при $|E - E_F| \gg kT$ энергетическое распределение неравновесных электронов и дырок. Как и в [3], будем полагать $f(E) = b_1 \cdot \tau(E) \ll 1$ при $E > E_F$ и $1 - f(E) = b_2 \cdot \tau(E) \ll 1$ при $E < E_F$, где $\tau(E)$ — время жизни возбужденного состояния на уровне E . Для $\tau(E)$ мы использовали формулу, интерполирующую результаты [5-7]

$$\hbar/\tau(E) \approx 7.23 \cdot 10^{-4} \sqrt{E - E_0} (E - E_F)^2 + 0.1 \text{ эВ}, \quad (2)$$

где E_0 — положение дна валентной зоны, E_F — середина запрещенной зоны. На рисунке приведены результаты расчета спектра ЭФЭ германия в предположении равенства коэффициентов $b_1 = b_2$. В спектре имеются пики, положение которых хорошо согласуется с экспериментом. Эти пики связаны с излучательными переходами между 6 и 5, 7 и 5 зонами в окрестности грани ЗБ $(k_x + k_y + k_z) = 3\pi/a$, где a — постоянная решетки. Совпадение расчетов с экспериментом позволяет сделать вывод об адекватном описании нижайших свободных зон проводимости германия в рамках используемого метода псевдопотенциала. В то же время форма спектра передана в расчетах весьма приближенно, что, очевидно, связано с приближенным характером используемой функции распределения $f(E)$.

Соотношение между дырочным и электронным вкладами в спектр ЭФЭ определяется коэффициентами b_1 и b_2 . Как показано в [7], при электронном возбуждении всегда будет некоторая асимметрия в распределении неравновесных электронов и дырок. Выявить истинное соотношение этих вкладов можно было бы, сравнив интенсивности электронных и дырочного пиков (см. рисунок). Таким образом, измерения спектра ЭФЭ в более широком интервале энергий могли бы дать полезные сведения о функции распределения $f(E)$ и тем самым о кинетических свойствах неравновесных электронов и дырок в Ge.

Список литературы

- [1] Кляп М. П., Крицкий В. А., Кулюпин Ю. А., Кучеренко Ю. Н., Пилипчак К. Н., Поп С. С. // ЖЭТФ. 1984. Т. 86. № 3. С. 1117—1123.
- [2] Кулюпин Ю. А., Федосенко А. Ф., Шаталов В. М., Шуренко А. И. // Письма в ЖЭТФ. 1984. Т. 40. № 7. С. 298—300.
- [3] Кобзарь Ю. М., Кулюпин Ю. А., Шаталов В. М. // ФТТ. 1986. Т. 28. № 11. С. 3502—3504.
- [4] Антонов В. Н., Кулюпин Ю. А., Кобзарь Ю. М., Пилипчак К. Н., Шаталов В. М., Шуренко А. И. // ФТТ. 1987. Т. 29. № 3. С. 907—909.
- [5] Emerson L. S., Birkhoff R. D., Anderson V. E., Ritchie R. H. // Phys. Rev. B. 1973. V. 7. N 5. P. 1798—1811.
- [6] Shatalov V. M. // Sol. St. Comm. 1986. V. 59. N 1. P. 53—56.
- [7] Панченко О. Ф., Шаталов В. М. // ЖЭТФ. 1987. Т. 93. № 1. С. 222—230.
- [8] Артамонов О. М., Самарин С. Н., Яковлев И. И. // ФТТ. 1986. Т. 28. № 8. С. 2536—2539.
- [9] Cohen M. L., Bergstresser T. K. // Phys. Rev. 1966. V. 141. N 2. P. 789—796.

Донецкий физико-технический институт
АН УССР
Донецк

Поступило в Редакцию
23 мая 1988 г.
В окончательной редакции
21 ноября 1988 г.