

ВЛИЯНИЕ МЕЖЗОННОГО ПЕРЕХОДА НА ЗАТУХАНИЕ ПЛАЗМЕННЫХ КОЛЕБАНИЙ В СПЛАВАХ ВИСМУТ—СУРЬМА

Степанов Н. П., Грабов В. М., Вольф Б. Е.

В работах [1, 2] при исследовании спектров плазменного отражения от полупроводниковых сплавов $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ обнаружены отклонения поведения оптических функций ϵ_2 , R от модели, описывающей взаимодействие излучения со свободными носителями заряда [3], и существенные (на 1—2 порядка) расхождения значений статической и оптической проводимостей σ .

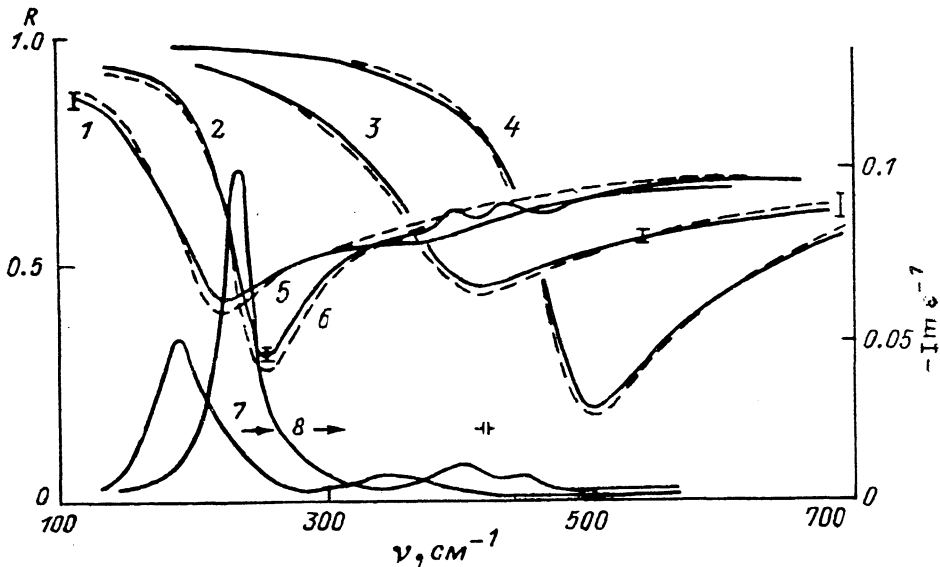


Рис. 1. Спектры отражения сплавов $\text{Bi}_{93}\text{Sb}_7$.

Содержание примеси, ат%: 1 — 0.05 Sn, 3 — 0.1 Sn, 4 — 0.1 Te при $T=80$ К; 2 — 0.05 Sn при $T=4.2$ К. Сплошные линии — эксперимент, штриховые — модельный расчет. 7, 8 — функции энергетических потерь, соответствующие спектрам 1, 2.

С целью выяснения причины отмеченных особенностей в настоящей работе были исследованы спектры плазменного отражения сплавов $\text{Bi}_{93}\text{Sb}_7$, легированных донорными и акцепторными примесями.

Монокристаллические образцы твердого раствора $\text{Bi}_{93}\text{Sb}_7$ получены методом зонной перекристаллизации. Концентрация компонент в кристалле контролировалась на электронно-зондовом микроанализаторе CAMEBAX, причем неоднородность распределения сурьмы по образцу не превышала 0.5 ат%. Во всех образцах измерялись удельное сопротивление и коэффициент Холла при температуре жидкого азота. Оптические поверхности получались методом химической полировки, описанным в [4]. Спектры отражения измерялись на инфракрасных фурье-спектрометрах IFS-113V и АФС-01. Точность поддержания температуры образца была не хуже 5 К.

На рис. 1 приведены спектры плазменного отражения образцов $\text{Bi}_{93}\text{Sb}_7$, легированных донорными и акцепторными примесями (Te и Sn), полученные в геометрии $E \perp C_3$ при $T=80$ К. Спектры обрабатывались по соотношениям Крамерса—Кронига. В результате расчетов были определены плазменные частоты ω_p , оптические времена релаксации τ_{opt} и высокочастотная диэлектрическая проницаемость ϵ_∞ . Перечисленные параметры были использованы для выяснения вопроса о применимости модели Друде [3] к исследуемой системе.

С этой целью рассчитывались спектральные зависимости ряда оптических функций ϵ_2 , $-\text{Im}\epsilon^{-1}$, R аналогично [1, 2].

При сопоставлении экспериментальных и расчетных спектров плазменного отражения выявлено хорошее совпадение для образцов, легированных теллуром, и образцов, легированных оловом более 0.1 ат%. В слабо легированных оловом кристаллах обнаружены заметные отклонения от модели Друде (рис. 1, кривые 5, 6). В этих образцах также выявлено сильное расхождение данных по удельной электропроводности $\sigma_{от}$, полученных при непосредственных измерениях и рассчитанных в рамках модели [3]; $\sigma_{от} = \epsilon_{\infty} \epsilon_0 \omega_p^2 \tau_{от}$. Это показано на рис. 2, а, где кривыми 1, 2 и 3 описано поведение $\sigma_{от}$, $\tau_{от}$ и $\sigma_{ст}/\tau_{от}$ соответственно.

При исследовании функции энергетических потерь, полученной в результате анализа методом Крамера—Кронига экспериментальных спектров отра-

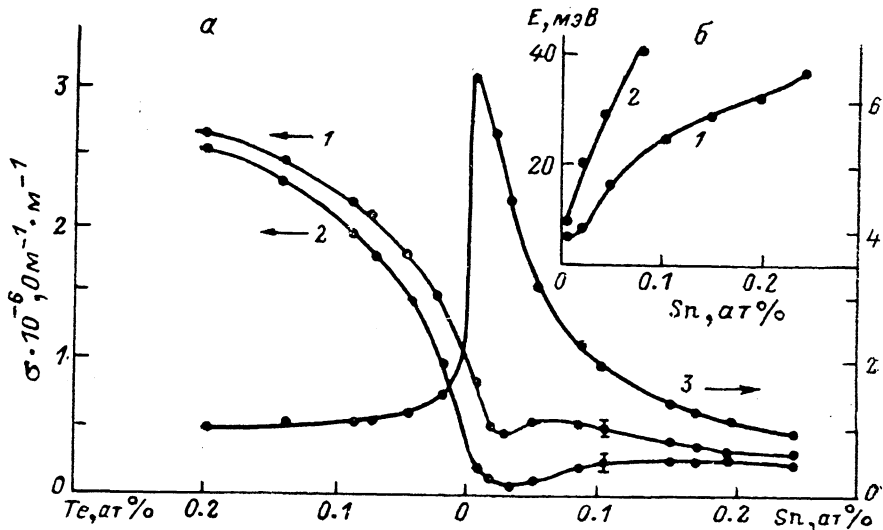


Рис. 2. Зависимость удельной электропроводности (1—3) (а), энергии плазменного резонанса $\hbar\omega_p$ (1) и межзонного перехода $\hbar\omega_{II}$ (2) (б) от концентрации легирующей примеси.

жения слабо легированных оловом сплавов $\text{Bi}_{93}\text{Sb}_7$, была обнаружена особенность, заключающаяся в появлении дополнительного пика (рис. 1, кривая 7). Спектральное положение дополнительного пика не изменяется при переходе к геометрии $E \parallel C_3$, в то время как плазменная частота в этой ориентации имеет иное значение вследствие сильной анизотропии материала [4]. Известно [5], что особенность в виде дополнительного пика на спектральной зависимости $-\text{Im}\epsilon^{-1}$ может соответствовать возбуждению, связанному с межзонными переходами. В [6, 7] при исследовании спектров пропускания чистого Bi и сплавов $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ ($0.1 < x < 0.2$) наблюдался край фундаментального поглощения, связанный с прямыми межзонными переходами в L -точке зоны Бриллюэна. Энергия максимума дополнительного пика наиболее чистого кристалла $\text{Bi}_{93}\text{Sb}_7\text{Sn}_{0.001}$ при $T=80$ К составила 9—10 мэВ, что, согласно [8], с учетом температурной зависимости $E_{g,L}$ [9] совпадает с энергией прямого межзонного перехода в L -точке и коррелирует с данными работы [7]. Увеличение концентрации легирующей примеси олова вызывает более быстрое по сравнению с плазменной частотой смещение обнаруженной особенности в коротковолновую часть спектра вследствие сдвига Бурштейна—Мосса. Это показано на рис. 2, б, где кривой 1 описано увеличение энергии плазменных колебаний, а кривой 2 — изменение энергии межзонного перехода. Отношение $\sigma_{ст}/\tau_{от}$ достигает максимума в сплаве $\text{Bi}_{93}\text{Sb}_7\text{Sn}_{0.001}$, где наблюдается наиболее близкое расположение плазменной частоты и частоты межзонного перехода. Значительное различие в величине плотности состояний зоны проводимости и валентной зоны [8] сказывается на скорости сдвига Бурштейна—Мосса при легировании сплавов $\text{Bi}_{93}\text{Sb}_7$ донорными или акцепторными примесями. Малая плотность состояний в L -зоне про-

водимости предопределяет более высокую по сравнению с валентной зоной скорость сдвига, что отражается на крутизне левого края кривой 3 (рис. 2, а).

Полученные результаты указывают на наличие дополнительного затухания плазменных колебаний свободных носителей заряда в чистых и слабо легированных оловом кристаллах $\text{Bi}_{93}\text{Sb}_7$, обусловленного сближением плазменной частоты и частоты прямого межзонного перехода в L -точке зоны Бриллюэна.

В заключение отметим, что при исследовании спектров отражения слабо легированных оловом образцов в интервале температур от 4.2 до 80 К выявлена тонкая структура перехода, проявляющаяся при температуре ниже 45 К (рис. 1, кривые 2, 8). Выяснение природы тонкой структуры перехода требует дополнительных исследований.

Список литературы

- [1] Кулаковский В. Д., Егоров В. Д. // ФТТ. 1973. Т. 15. В. 7. С. 2053—2059.
- [2] Белололов М. И., Вавилов В. С., Егоров В. Д., Кулаковский В. Д. // Изв. вузов СССР. Физика. 1976. Т. 2. С. 5—20.
- [3] Уханов Ю. И. Оптические свойства полупроводников. М., 1977. 366 с.
- [4] Gerlach E., Grosse P., Rautenberg M., Senske W. // Phys. St. Sol. (b). 1976. V. 75. P. 553—558.
- [5] Фэн Т. Фотон-электронное взаимодействие в кристаллах. М., 1969. 128 с.
- [6] Абдуллаев А. А., Алексеева В. Г., Заец Н. Ф., Лифшиц Т. М., Ормонт А. Б., Чиркова Е. Г. // Письма ЖЭТФ. 1973. Т. 17. В. 6. С. 292—295.
- [7] Лифшиц Т. М., Ормонт А. Б., Чиркова Е. Г., Шульман А. Я. // ЖЭТФ. 1977. Т. 72. В. 3. С. 1130—1139.
- [8] Миронова Т. А., Судакова М. В., Пономарев Я. Г. // ЖЭТФ. 1980. Т. 78. В. 5. С. 1830—1851.
- [9] Vecchi M. P., Dresselhaus M. S. Physics of Semiconductors. Rome, 1976. 462 p.

Ленинградский государственный
педагогический институт им. А. И. Герцена

Получено 27.02.1989
Принято к печати 9.03.1989

ФТП, том 23, вып. 7, 1989

ОБ ИОНИЗАЦИИ ПРИМЕСЕЙ СОЛИТОНАМИ В СВЕРХРЕШЕТКАХ

Крючков С. В.

В работах [1, 2] была показана возможность распространения электромагнитных солитонов в сверхрешетке (СР). Ионизация примесных центров в СР, которая может проявиться в затухании солитонов и рекомбинационном излучении (люминесценции), рассмотрена в [3] в приближении $V \gg \Delta$ и $T=0$ (V — энергия примесного уровня, Δ — полуширина мини-зоны проводимости). Здесь мы рассмотрим ионизацию примесей при произвольном соотношении между V и Δ . Покажем, что с ростом отношения Δ/V вероятность ионизации растет экспоненциально. Кроме того, найдем термополевую поправку к вероятности ионизации.

Как показывают оценки [1], ширина солитона w велика по сравнению с периодом СР d и с радиусом примесного состояния. Поэтому можно задавать поле солитона в виде [3]

$$E(t) = E_0 \operatorname{sech}\left(\frac{ut}{w}\right). \quad (1)$$

Здесь u — скорость солитона, причем справедливо следующее соотношение:

$$eE_0 w d = 2u$$

($\hbar=1$). При $u \ll wV$ ионизация представляет собой «просачивание» электрона через широкий и плавный барьер и носит квазиклассический характер. Вероятность ионизации W в этом случае с экспоненциальной точностью равна [4]