

Письма в ЖЭТФ, том 17, вып. 6, стр. 328 – 331

20 марта 1973 г.

**О РОЛИ ЛЕГКИХ ДЫРОК В РЕКОМБИНАЦИОННОМ ИЗЛУЧЕНИИ
И ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТИ ЧИСТЫХ КРИСТАЛЛОВ InSb
ПРИ НИЗКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ**

С. П. Гришечкина, А. П. Шотов:

Исследовались спектры рекомбинационного излучения и электропроводность чистых кристаллов InSb p -типа при двойной инжекции носителей.

Результаты исследований указывают на значительный вклад легких дырок в излучение и электропроводность чистых кристаллов антимонида индия при больших уровнях инжекции.

Известно, что в чистых кристаллах InSb при $T = 4,2^\circ\text{K}$ преобладающим процессом рекомбинации при больших уровнях инжекции является излучательная рекомбинация [1, 2]. В акте рекомбинации могут участвовать как тяжелые, так и легкие дырки. Однако, до сих пор рекомбинационное излучение с участием легких дырок не наблюдалось.

Нами исследовалось рекомбинационное излучение в чистых кристаллах InSb при $T = 4,2^\circ\text{K}$ при двойной инжекции носителей. В спектре излучения наблюдались два максимума, соответствующие рекомбинации электронов с легкой и тяжелой дыркой. В продольном магнитном поле наблюдалось перераспределение дырок между подзонами тяжелых и легких дырок, и соответствующее изменение интенсивности излучательных переходов и электропроводности.

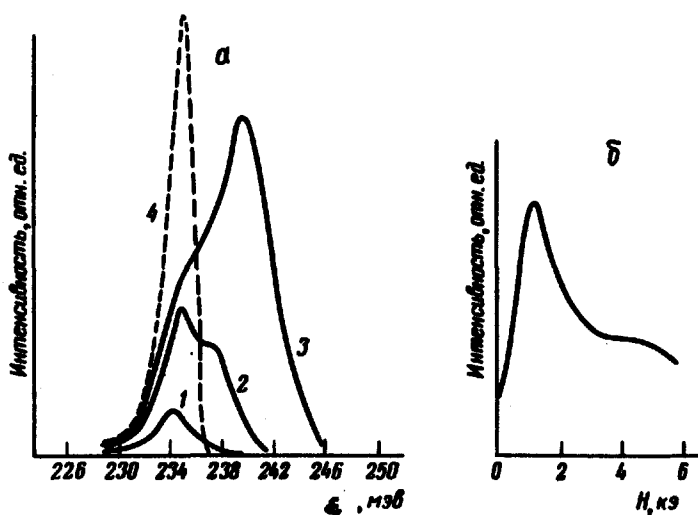


Рис. 1. а) Спектры рекомбинационного излучения при трех значениях тока $I = 2, 4$ и 10 а (кривые 1, 2, 3) при $H = 0$ и в магнитном поле $H = 500$ э при $I = 4$ а (кривая 4), б) Зависимость интенсивности излучательного перехода электрон-легкая дырка от магнитного поля при $I = 8$ а

На рис. 1а показаны спектры рекомбинационного излучения, наблюдаемые при разных уровнях инжекции, соответствующих токам $I = 2$ а, 4 а, 10 а. (кривые 1, 2, 3). При токах $I > 2$ а видны две линии излучательных переходов зона-зона, причем энергия максимума ($\epsilon = 234$ мэв) одной из них практически не зависит от уровня инжекции, а энергия максимума и полуширина спектра другого излучательного перехода растут с увеличением концентрации инжектированных носителей. На рис. 2 видно, что изменение с уровнем инжекции энергии максимума и ширины спектров для двух переходов хорошо согласуются с излучательными переходами электрон-легкая [1] и электрон-тяжелая [2] дырка. По энергии, соответствующей максимуму в спектре излучения пере-

ходов 2 можно оценить энергию квазиуровня Ферми для электронов, и следовательно, их концентрацию.

В продольном магнитном поле $\vec{H} \parallel \vec{E}$ при $H < 10$ кэ мы наблюдали изменение соотношения интенсивности этих излучательных переходов, связанное с относительным изменением концентрации дырок в подзонах 1 и 2 из-за роста вероятности перехода тяжелой дырки в легкую, когда магнитное поле является классически слабым $\omega\tau < 1$ для тяжелых дырок, но сильным и квантующим для легких дырок. С ростом магнитного поля должно происходить увеличение концентрации легких дырок из-за роста плотности состояний, а затем уменьшение вследствие сдвига уровня Ландау для легких дырок вглубь валентной зоны. В полном соответствии с этим, с ростом магнитного поля наблюдается сначала увеличение, а затем падение интенсивности излучения, связанного с переходами 1 (кривая 4 на рис. 1,а и рис. 1,б).

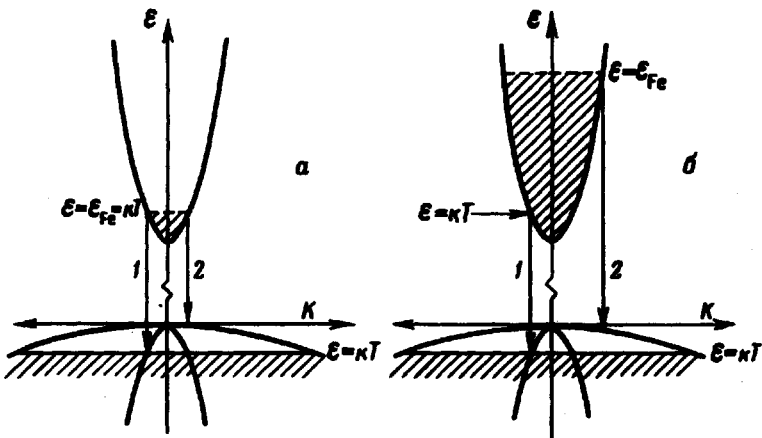


Рис. 2. Энергетическая зонная схема антимида при малых (а) и больших (б) уровнях инжекции

Изменение соотношения концентраций легких и тяжелых дырок должно сказаться на электропроводности образцов. Электропроводность $p^+ - p - n^+$ структур (зависимость I от V) при двойной инжекции носителей в основном определяется соотношением L/L_a , где L — длина кристалла, а L_a — длина амбиполярной диффузии. При наличии легких и тяжелых дырок выражение для L_a можно получить в виде

$$L_a = \sqrt{2 \frac{kT}{e} \mu_2 \left(1 + \frac{p_1 \mu_1}{p_2 \mu_2}\right) \tau / \left(1 + \frac{p_1}{p_2}\right)},$$

где p_1 и p_2 , μ_1 и μ_2 — концен-

трации и подвижности легких и тяжелых дырок, τ — время жизни. Из этого выражения следует, что вклад легких дырок в электропроводность может быть заметным и в отсутствие магнитного поля, когда подвижность дырок определяется рассеянием на акустических колеба-

ниях решетки, так как в этом случае $\frac{p_1 \mu_1}{p_2 \mu_2} = \frac{m_2}{m_1} \gg 1$. Поэтому из-

менение соотношения концентраций легких и тяжелых дырок должно привести к изменению ρ_1/ρ_2 , и следовательно, электропроводности образца. На рис. 3 показаны $I - V$ характеристики образца с $L = 300 \text{ мкм}$ при трех значениях магнитного поля $H = 0, 500$ и 5000 э (кривые 1, 2, 3). В области больших уровней инжекции $I > 1 \text{ а}$ с ростом магнитного поля электропроводность образца проходит через максимум (рис. 1а для $I = 8 \text{ а}$). В магнитном поле $H > 2 \text{ кэ}$ электропроводность образца в области токов, соответствующих зависимости $j \sim V^2$, меньше чем при $H = 0$. Из рис. 1, б и 3, а видно, что изменение электропроводности с ростом магнитного поля хорошо коррелирует с изменением интенсивности излучательных переходов электрон - легкая дырка.

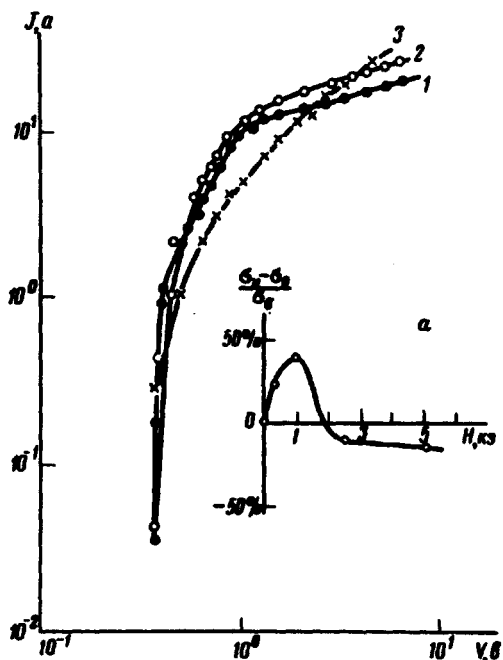


Рис. 3. а) $I - V$ характеристики образца с длиной p -области $= 300 \text{ мкм}$ и концентрацией примесей $2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ в магнитном поле $H = 0$ (кривая 1), $H = 500 \text{ э}$ (кривая 2) и $H = 5000 \text{ э}$ (кривая 3). б) Изменение относительной электропроводности $\frac{\sigma(H) - \sigma_0}{\sigma_0}$ с ростом магнитного поля

Приведенные эксперименты позволяют сделать заключение о заметном вкладе легких дырок в электропроводность и рекомбинационное излучение электронно-дырочной плазмы антимида индия при низких температурах.

Физический институт
им. П.Н.Лебедева
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
6 февраля 1973 г.

Литература

- [1] С. Benoit a la Guillaum and G. Fishman, Phys. Stat. Solidi, 32, 269, 1969.
- [2] А.П.Шотов, Р.А.Муминов. ФТП, 4, 1, 145, 1970.
- [3] Г.Л.Бир, Р.В.Парфеньев, П.В.Тамарин, Письма в ЖЭТФ, 15, 1, 35, 1972.