

- [1] Р. Бьюб. Фотопроводимость твердых тел, 558. М. (1962).
 [2] В. С. Вавилов. Действие излучений на полупроводники, 264. М. (1963).
 [3] В. А. Малышев. Теория разогретых нелинейностей плазмы твердого тела, 264. Ростов-на-Дону (1979).

Редактор В. В. Чалдышев

ФТП, том 27, вып. 1, 1993

ОСОБЕННОСТИ ФОТОПРОВОДИМОСТИ КЛАССИЧЕСКИХ СВЕРХРЕШЕТОК НА ОСНОВЕ p -Ge В ИНФРАКРАСНОМ ДИАПАЗОНЕ

В. Н. Гусятников, В. А. Иванченко, М. В. Николаев

Научно-исследовательский институт механики и физики при Саратовском государственном университете им. Н. Г. Чернышевского, 410019, Саратов, Россия
 (Получено 21.04.1992. Принято к печати 26.06.1992)

В последнее время проявляется интерес к исследованию внутризонного поглощения света в сложных полупроводниковых структурах типа сверхрешеток и гетероструктур с целью создания на их основе быстродействующих приемников лазерного и теплового излучения (см., например, [1, 2]).

В настоящей работе проведен анализ фотопроводимости в классических (не имеющих минизонного спектра) легированных сверхрешетках (СР) на основе Ge p -типа проводимости при воздействии лазерного излучения дальнего ИК диапазона.

Особенностью внутризонного поглощения света в p -Ge является наличие прямых переходов свободных носителей заряда из зоны тяжелых в зону легких дырок. При этом начальная энергия ϵ_n , с которой дырка может совершить такой переход, однозначно задается энергией кванта излучения $\hbar\omega$. Для температур, сравнимых с ϵ_n , поглощение ИК излучения в p -Ge можно рассматривать, ограничиваясь прямыми межзонными переходами [3, 4]. В этом случае процесс термализации фотовозбужденных дырок можно разделить на следующие этапы: 1) переход дырки с энергией $\epsilon_n + \hbar\omega$ из зоны легких в зону тяжелых дырок в результате взаимодействия с оптическими или акустическими фононами; 2) последовательное испускание определенного числа оптических фононов $\hbar\omega_0$, время релаксации на которых в данном случае существенно меньше других времен релаксации [5], и переход дырок в состояние с энергией $\epsilon_k < \hbar\omega_0$; 3) медленная релаксация дырок по энергии от ϵ_k до ϵ_n на акустических фононах или междузонных столкновениях. В рамках этой модели поглощения света в работе [6] было получено аналитическое выражение для функции распределения дырок f в p -Ge. При этом предполагалось, что в области энергий $\epsilon_n < \epsilon < \epsilon_k$ рассеяние дырок происходит на акустических фононах, а взаимодействие с оптическими фононами и междузонное рассеяние несущественны, что накладывает ограничения сверху на температуру и концентрацию примеси. Согласно [6],

$$f = A(\epsilon)f_0 + \delta f, \quad (1)$$

где $A(\epsilon)$ — некоторая функция, связанная с величиной и энергетическим положением области релаксации фотовозбужденных дырок; f_0 — невозмущенная

функция распределения. Анизотропная часть функции распределения δf существует в узкой области энергий, определенной резонансным условием

$$|\varepsilon_1 - \varepsilon_2 - \hbar\omega| \ll \hbar/\tau, \quad (2)$$

где индексы 1 и 2 соответствуют зонам тяжелых и легких дырок и τ — среднее время ухода носителей заряда из начального и конечного состояний прямого перехода.

Функция распределения (1) была использована для расчета фотопроводимости классических легированных сверхрешеток на основе p -Ge в ИК диапазоне. Как известно, энергетические зоны в таких структурах промодулированы периодическим потенциалом, величина которого V определяется уровнем легирования и толщиной слоев. При внутризонном поглощении света максимальное изменение проводимости CP возникает в направлении оси структуры и обусловлено в основном изменением надбарьерной концентрации носителей заряда в результате их разогрева излучением [7, 8]. Такой механизм фотопроводимости реализуется при условии, что период CP не превышает длины релаксации энергии свободных носителей заряда в слоях. Величину изменения проводимости CP , связанную с ростом надбарьерной концентрации носителей заряда, можно представить в виде

$$\Delta\sigma = \sum_{i=1}^2 e\mu_i \Delta n_i, \quad (3)$$

где изменение надбарьерной концентрации —

$$\Delta n_i = C \int_{p_0}^{\infty} \int_0^{\infty} \int_0^{\infty} (f - f_0)_i d^3 p, \quad (4)$$

μ_i — подвижность, усредненная по надбарьерным состояниям; $p_0 = \sqrt{2m_i V}$; C — константа нормировки; m_i — эффективная масса. В соответствии с (1) $\Delta\sigma$ имеет как изотропную, так и анизотропную составляющие, зависящие от ориентации вектора электрического поля излучения E относительно оси сверхрешетки. Анизотропия фотопроводимости является следствием перераспределения дырок по импульсам в результате их взаимодействия с излучением в интервалах, определенных условием (2). Для поглощения, связанного с прямыми межзонными переходами, характерно возбуждение дырок с преимущественным направлением импульса p , перпендикулярным E . При этом в зависимости от величины потенциальных барьеров в CP число надбарьерных носителей заряда с $p \perp E$ может как уменьшаться, так и увеличиваться при воздействии излучения, и, следовательно, фотопроводимость сверхрешетки определяется не только общим количеством надбарьерных носителей заряда, но и ориентацией их импульсов относительно оси структуры. Первое реализуется при $V < \varepsilon_n$, когда вследствие более быстрой хаотизации импульсов дырок в конечной точке прямого перехода за счет взаимодействия с фононами число носителей заряда с $p \perp E$ уменьшается. При этом основной вклад в анизотропную составляющую фотопроводимости дают дырки в состоянии ε_n с $p \parallel E$, и, таким образом, $\Delta\sigma$ максимальна при E , параллельном оси сверхрешетки. Второй случай имеет место, когда фотопереходы дырок происходят из состояний в потенциальных ямах CP в надбарьерную область. В этом случае анизотропная составляющая фотопроводимости обусловлена только дырками, поглотившими квант излучения, и ее величина будет максимальна для E , перпендикулярного оси структуры. Благодаря узкой энергетической области фотопереходов дырок относительный вклад анизотропной составляющей в фотопроводимость CP имеет резонансный характер.

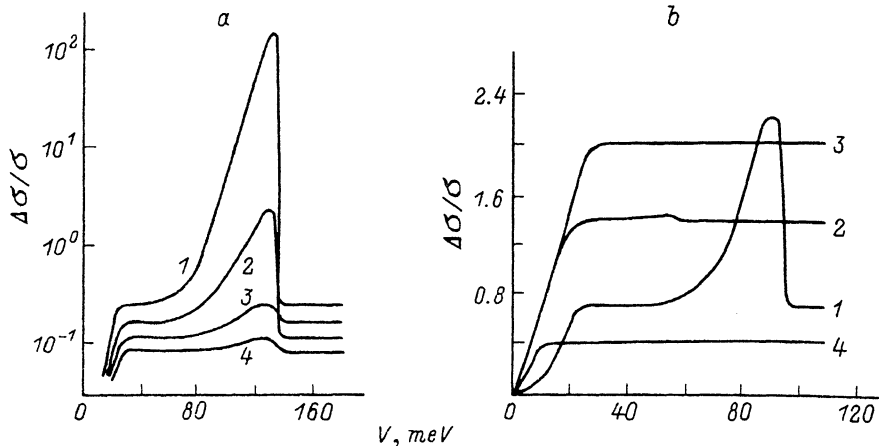


Рис. 1. Зависимость фотопроводимости СР от высоты потенциальных барьеров. $E = 0.6$ кВ/см. $a - \hbar\omega = 117$ мэВ; T , К: 1 — 77, 2 — 100, 3 — 125, 4 — 150. $b - \hbar\omega$, мэВ: 1 — 83 ($n = 2$), 2 — 50 ($n = 1$), 3 — 25 ($n = 0$), 4 — 12.5 ($n = 0$); $T = 77$ К.

На рис. 1 представлена зависимость относительного изменения проводимости СР $\Delta\sigma/\sigma$ от высоты потенциальных барьеров при поглощении излучения с вектором электрического поля, перпендикулярным оси структуры. При $V \approx \epsilon_n + \hbar\omega \gg T$ (где T — температура решетки) фотопроводимость СР имеет резкий максимум, обусловленный частью δf функции распределения. Величина $\Delta\sigma/\sigma$ в максимуме быстро падает с ростом температуры или уменьшением энергии кванта излучения, так что уже при $T > 150$ К или $\hbar\omega < 80$ мэВ анизотропия фотопроводимости СР практически перестает проявляться. В этом случае $\Delta\sigma/\sigma$ сначала увеличивается с ростом V и затем выходит на насыщение при $V > \epsilon_k$, когда область релаксации фотодырок на акустических фононах оказывается ниже уровня протекания тока в структуре. Изменение $\Delta\sigma/\sigma$ на участке насыщения с уменьшением энергии кванта излучения носит немонотонный характер и зависит от числа оптических фононов n , испущенных фотодыркой в процессе ее релаксации. Уменьшение $\hbar\omega$ в пределах одного значения n приводит к снижению средней энергии фотовозбужденных дырок и соответственно уменьшению $\Delta\sigma/\sigma$,

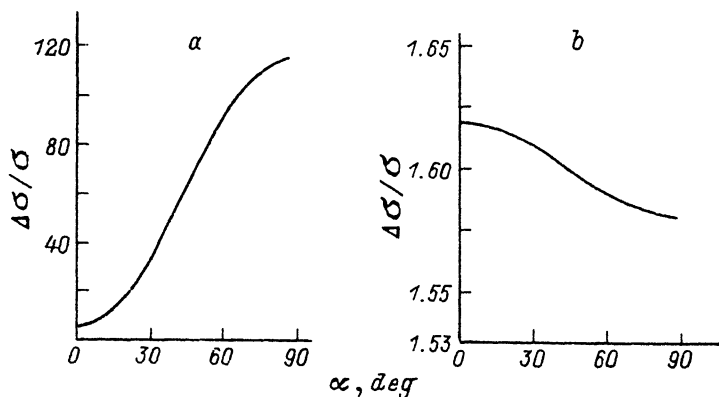


Рис. 2. Зависимость фотопроводимости СР от α . V , мэВ: $a - 130$, $b - 10$. $E = 0.6$ кВ/см; $T = 77$ К; $\hbar\omega = 117$ мэВ.

тогда как при уменьшении n происходит скачкообразный рост числа высокоэнергетичных фотодырок, вследствие чего величина фотопроводимости CP резко возрастает (рис. 1, b , кривые 1—4).

На рис. 2 приведена зависимость $\Delta\sigma/\sigma$ от угла α между вектором электрического поля излучения и осью CP , которая изображает отмеченное ранее различие для структур с высокими ($\epsilon_n < V < \epsilon_n + \hbar\omega$) и низкими ($V < \epsilon_n$) барьерами.

Таким образом, внутризонная фотопроводимость классических легированных сверхрешеток на основе p -Ge в дальнем ИК диапазоне обладает существенной анизотропией и сильно зависит от высоты потенциальных барьеров при условии $\hbar\omega \gg T$ и $\epsilon_n < V < \epsilon_n + \hbar\omega$. Характер изменения фотопроводимости с ростом угла между направлением вектора электрического поля излучения и осью CP качественно различен для структур с высокими и низкими барьерами. Спектральная зависимость фотопроводимости CP имеет сложный характер, с участками роста и спада в области частот, где энергия кванта излучения превышает характерную энергию оптического фонона.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] В. F. Levine, G. Hasnain, C. G. Bethea, N. Chand. Appl. Phys. Lett., 54, 2704 (1989).
- [2] T. L. Lin, J. Maserjian. Appl. Phys. Lett., 57, 1422 (1990).
- [3] В. М. Васецкий, В. Н. Порошин, О. Г. Скарбей, Э. С. Саркисян. ФТП, 22, 1610 (1988).
- [4] О. Э. Райчев. ФТГ, 32, 1734 (1990).
- [5] Е. В. Берегулин, С. Д. Ганичев, И. Д. Ярошецкий, И. Н. Ясиевич. ФТП, 16, 286 (1982).
- [6] Д. А. Паршин, А. Р. Шабаев. ЖЭТФ, 92, 1471 (1987).
- [7] Р. А. Сурис, В. А. Федирко. ФТП, 12, 1060 (1978).
- [8] В. Н. Гусятников, В. А. Иванченко, М. В. Николаев. В кн.: Тр. II Всес. шк.-сем., ч. 2, 82, Саратов (1988).

Редактор Л. В. Шаронова

ФТП, том 27, вып. 1, 1993

СВОЙСТВА КОМПЕНСИРОВАННЫХ ПЛЕНОК В СИСТЕМЕ СУЛЬФИД СВИНЦА—СУЛЬФИД КАДМИЯ

С. П. Зимин, Е. Л. Корегина, Л. В. Бочкарева

Ярославский государственный университет,
150000, Ярославль, Россия
(Получено 7.05.1992. Принято к печати 26.06.1992)

Полупроводниковые соединения сульфид свинца и сульфид кадмия достаточно хорошо изучены, и синтез новых материалов на основе этих соединений в форме твердых растворов позволяет осуществить постепенный переход от узкозонных полупроводников к широкозонным. Путем вариации состава в твердом растворе $Pb_{1-x}Cd_xS$ возможны изменение величины постоянной решетки и увеличение ширины запрещенной зоны по сравнению с сульфидом свинца, что приводит к смещению спектрального диапазона фоточувствительности в область меньших длин волн [1]. Особый интерес вызывает изучение сильно компенсированных образцов этого твердого раствора, поскольку наличие эффективного механизма изменения спектрального диапазона в сочетании с известной высокой фоточувствительностью сильно компенсированных образцов может оказаться перспективным для создания приемников ИК диапазона на длины волн 2—4 мкм.