

( $\hbar\Omega \approx 59$  мэВ) и  $LA$  вблизи  $X$  ( $\hbar\Omega \approx 47$  мэВ). Соответственно минимум вблизи 50 мэВ можно отнести к  $LA(X)$ -рассеянию в состоянии  $1S(A_1)$ , а минимум вблизи 62 мэВ — к  $LO(\Gamma)$ -рассеянию в  $1S(A_1)$  и  $LA(X)$ -рассеянию в  $1S(E)$  или  $1S(T_2)$ .

При небольшой концентрации Ge в твердом растворе порог примесной полосы несколько уширяется по сравнению с собственно кремнием (рис. 1, спектры 1, 2) за счет возникновения неупорядоченности кристаллической решетки. При дальнейшем увеличении концентрации Ge наблюдается относительное снижение фототочности в области 40–50 мэВ вблизи порога, что, по-видимому, отражает уменьшение времени жизни за счет рассеяния, связанного с химической и структурной неупорядоченностью кристалла твердого раствора.

Спектры фотопроводимости исследовались также при различных значениях напряженности электрического поля в образцах (рис. 2). С ростом напряженности электрического поля наблюдаются абсолютный рост сигнала, а также его относительное увеличение в области длинноволнового края примесной полосы, что согласуется с результатами работы [6], где для кремния наблюдалось увеличение вклада более глубоких возбужденных состояний. В нашем случае электрическое поле может оказывать влияние на уровни в области хвоста плотности состояний, индуцированного неупорядоченностью структуры твердого раствора.

В твердом растворе энергия ионизации примесного центра в строгом смысле не определена. В этом случае можно говорить о средней энергии ионизации [7]. Полученные нами данные (рис. 1) указывают на то, что в исследованном диапазоне составов средняя энергия ионизации донора фосфора изменяется незначительно. Сделаем оценку ожидаемого изменения энергии ионизации донора с составом в приближении эффективной массы. Для оценки необходимых параметров будем использовать подход [8]. Экстраполируя, получим для состава  $x=0.39$ :  $X_{1c}-X_{5v}=4.35$  эВ,  $a=5.519 \text{ \AA}$ ,  $\epsilon=12.94$ ,  $m_t=0.201m_0$ . Приближение эффективной массы [9] дает  $E_D(\text{Si})-E_D(\text{Ge}_{0.39}\text{Si}_{0.61}) \approx 5.6$  мэВ.

#### Список литературы

- [1] Пихтин А. Н., Попов В. А., Яськов Д. А. // ФТП. 1969. Т. 3. В. 11. С. 1646–1648.
- [2] Landolt-Börnstein. Numerical Data and Functional Relationship in Science and Technology. V. 17. Physics of Group IV Elements and III–V Compounds / Ed. by O. Madelung. Berlin—Heidelberg—N. Y., 1982.
- [3] Onton A. // Phys. Rev. Lett. 1969. V. 22. N 7. P. 288–289.
- [4] Scott W. // J. Appl. Phys. 1979. V. 50. N 1. P. 472–482.
- [5] Barker A. S., Jr., Sievers A. J. // Rev. Mod. Phys. 1975. V. 47 (Suppl.). P. S1–S179.
- [6] Carver G. P., Nicholas R. J., Portal J. C., Stradling R. J. // Sol. St. Commun. 1977. V. 24. N 1. P. 55–60.
- [7] Берндт В., Копылов А. А., Пихтин А. Н. // ФТП. 1977. Т. 11. В. 11. С. 2206–2209.
- [8] Kopylov A. A. // Sol. St. Commun. 1985. V. 56. N 1. P. 1–6.
- [9] Faulkner R. A. // Phys. Rev. 1969. V. 184. N 3. P. 713–721.

Ленинградский электротехнический институт  
им. В. И. Ульянова (Ленина)

Получено 23.04.1990  
Принято к печати 27.04.1990

ФТП, том 24, вып. 9, 1990

## ЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ ВАРИЗОННЫХ СТРУКТУР $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ В УСЛОВИЯХ МАГНИТОКОНЦЕНТРАЦИОННОГО ЭФФЕКТА

Болгов С. С., Малотенко В. К., Пипа В. И., Савченко А. П.,  
Юнович А. Э.

В [1, 2] нами исследовалось рекомбинационное излучение однородных кристаллов  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  в скрещенных электрическом (E) и магнитном (H) полях. В этих условиях под действием силы Лоренца распределение электронно-ды-

рочных пар в кристаллах с собственной проводимостью становится неоднородным (магнитоконцентрационный эффект (МКЭ) [3]). Вблизи грани с малой скоростью поверхностной рекомбинации ( $s$ ) в зависимости от направления  $E$  и  $H$  полей происходит увеличение или уменьшение концентрации носителей заряда по отношению к их равновесному значению. При этом со стороны грани с малой  $s$  наблюдается положительная либо отрицательная люминесценция в области междузонных переходов.

Настоящая работа посвящена изучению люминесценции варизонных структур  $Cd_xHg_{1-x}Te$  в условиях МКЭ. Образцы для исследований представляли собой эпитаксиальные пленки  $Cd_xHg_{1-x}Te$  с собственной проводимостью при комнатной температуре, выращенные на высокоомных монокристаллических подложках  $CdTe$ . Толщина пленки с  $x=0.23$  составляла 20 мкм, варизонного переходного слоя — 7 мкм и подложки — 0.5 мм. Образцы имели форму пластины  $2 \times 5$  мм. Омические контакты напаявались индием со стороны узкозонной пленки на торцевые области пластины.

Как известно,  $CdTe$ ,  $HgTe$  и их твердые растворы обладают одинаковой симметрией структуры и близкими параметрами решетки (различающимися менее чем на 1%). Это позволяет получать совершенную эпитаксию  $Cd_xHg_{1-x}Te$  на подложках  $CdTe$  с малой плотностью локальных состояний на границе пленка—подложка и сводить к минимуму рекомбинационные потери.

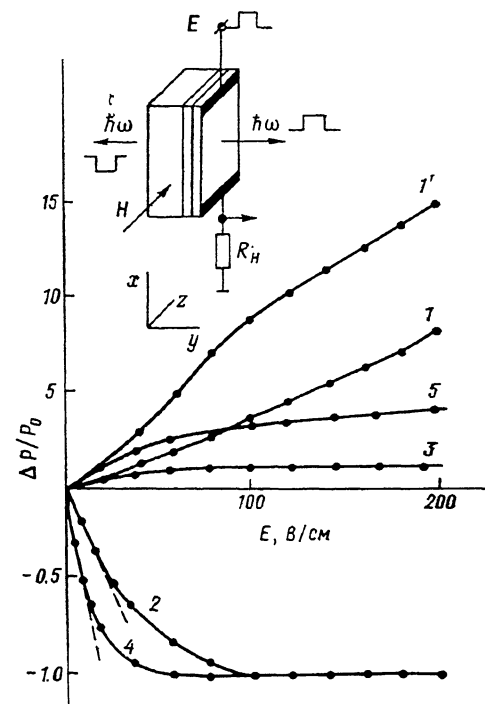


Рис. 1. Полевые зависимости люминесценции варизонных структур  $Cd_xHg_{1-x}Te$  и монокристаллов  $Cd_{0.23}Hg_{0.77}Te$  (5) при  $T=295$  К и  $H=10$  кЭ.

Люминесценция: 1, 1', 3, 5 — положительная, 2, 4 — отрицательная. На вставке — схема эксперимента.

Свободная поверхность пленки либо не обрабатывалась дополнительно после выращивания пленки, либо для увеличения  $s$  подвергалась полировке мелким абразивным порошком.

Исследовались вольт-амперные характеристики (ВАХ), а также полевые и спектральные характеристики междузонного рекомбинационного излучения. Измерения проводились при температуре 295 К по методикам, описанным в [4, 5] (схему эксперимента см. на вставке к рис. 1).

Анализ ВАХ показал, что при выносе электронно-дырочных пар под действием силы Лоренца в сторону широкозонной подложки ток имеет большую величину (режим обогащения), чем при дрейфе пар в обратном направлении (режим истощения, эффект достигается изменением направления магнитного поля).

Режим обогащения сопровождается возгоранием положительной люминесценции со стороны подложки, выполняющей роль широкозонного окна (рис. 1, кривая 1), и отрицательной люминесценции со стороны узкозонной пленки (кривая 2). В режиме истощения полярность сигнала люминесценции, наблюдаемой с каждой из граней образца, изменялась на противоположную в соответствии с изменением знака избыточной концентрации  $n-n_i$  в излучающем слое толщиной  $\sim 1/\alpha$ , где  $n$  — концентрация носителей заряда,  $n_i$  — концентрация собственных носителей,  $\alpha$  — коэффициент поглощения излучения. Кривая 3 (рис. 1) представляет собой полевую зависимость положительной люминесценции, наблюдаемой со стороны узкозонной пленки.

Максимальное перераспределение носителей в условиях МКЭ реализуется при резкой асимметрии значений  $s$  на противоположных широких гранях образца [3]. В исследуемых неоднородных структурах увеличение  $s$  на широкозонной подложке путем механической полировки не приводит к изменению ВАХ и полевых зависимостей мощности рекомбинационного излучения ( $\Delta P$ ). В то же время увеличение  $s$  на свободной поверхности узкозонной пленки вызывает гашение как положительной, так и отрицательной люминесценции с этой поверхности и увеличение отношения значений токов в режиме обогащения и истощения. При этом со стороны широкозонной подложки наблюдается резкое по-

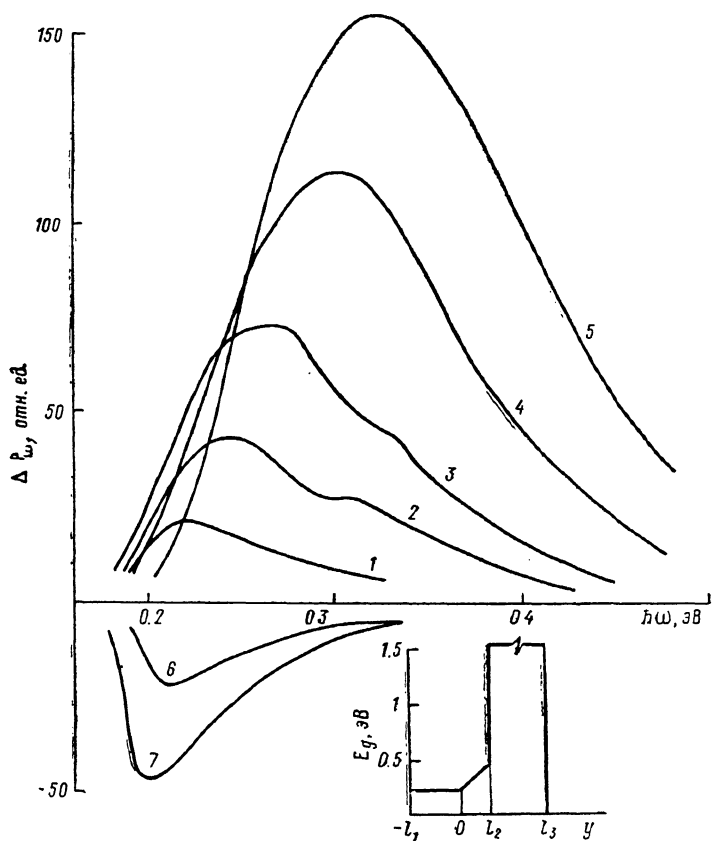


Рис. 2. Спектральные характеристики люминесценции варизонных структур  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  при  $T=295\text{ K}$  и  $H=\pm 10\text{ кЭ}$ .

$E, \text{ В/см}$ : 1, 6 — 20; 2 — 40; 3, 7 — 80; 4 — 160; 5 — 240. На вставке — зависимость  $E_g$  структуры от координаты.

вышение мощности рекомбинационного излучения (рис. 1, кривая  $I'$ ), а форма полевой зависимости отрицательной люминесценции (в режиме истощения) практически не изменяется (кривая 4).

Анализ спектрального состава люминесценции (рис. 2), наблюдаемой со стороны подложки в режиме обогащения, приводит к выводу, что при выносе электронно-дырочных пар в направлении  $\text{grad } E_x$  ( $E_x$  — ширина запрещенной зоны) они накапливаются в переходном слое и практически не достигают внешней поверхности подложки: максимум спектра люминесценции в области больших  $E$  и  $H$  полей смещается в сторону высоких энергий и находится при 0.3–0.4 эВ, тогда, как известно, ширина запрещенной зоны  $\text{CdTe}$  при 295 К составляет 1.51 эВ.

Для выяснения качественных особенностей МКЭ и люминесценции проведен расчет эффекта в модельной трехслойной структуре, в которой  $E_g(y)$  изменяется в переходном слое по линейному закону (см. вставку на рис. 2). Можно показать, что распределение концентрации электронов и дырок [ $n(y)=p(y)$ ] суще-

ственно зависит от соотношения между величиной управляющего ( $\sim EH$ ) и встроенного ( $\sim dE_g/dy$ ) полей, т. е. от параметра

$$\psi = \frac{e(\mu_n + \mu_p) EH}{c(dE_g/dy)},$$

где  $\mu_n$  и  $\mu_p$  — подвижности электронов и дырок,  $e$  — заряд электрона,  $c$  — скорость света.

В слабых полях ( $\psi < 1$ ) обогащенная носителями область локализована вблизи  $y=0$ . С ростом поля  $n(0)$  увеличивается, что приводит к росту интенсивности рекомбинационного излучения при практически неизменном положении максимума спектра  $\hbar\omega \approx E_g(0)$ . В промежуточных полях ( $\psi \approx 1$ ) переходный слой заполняется носителями практически равномерно. Так как при этом локальная мощность спонтанного излучения, пропорциональная  $n^2(y)/n_i^2(y)$ , увеличивается в направлении  $\text{grad } E_g$ , максимум спектра сдвигается в высокочастотную область. В сильных полях ( $\psi > 1$ )  $n^2/n_i^2$  резко возрастает у барьера при  $y=l_2$ , соответственно максимум спектра люминесценции  $\Delta P_\omega$  сдвигается к энергии  $\hbar\omega = E_g(0) + l_2 dE_g/dy$ . В промежуточных полях ( $\psi \geq 1$ ) спектр люминесценции  $\Delta P_\omega$  может иметь два максимума. Ослабление низкочастотного излучения с ростом поля объясняется уменьшением концентрации носителей в узкозонной части структуры вблизи  $y=0$ .

Максимум спектра отрицательной люминесценции при больших значениях  $E$  и  $H$  полей находится в области частот  $\omega = E_g(0)/\hbar$ , а весь спектр отрицательной люминесценции приближается к спектру зона-зонного теплового излучения полупроводника.

Проведенные исследования показали, что граница переходного слоя и широкозонной подложки характеризуется эффективной скоростью поверхностной рекомбинации  $s \rightarrow 0$ . Причем эта область расположена в объеме полупроводника и, что очень важно в практическом отношении, защищена от внешних воздействий. Этот результат является принципиальным при реализации МКЭ и особенно полезным для узкозонных полупроводников, в которых обнаруживается тенденция к возрастанию скорости поверхностной рекомбинации по мере сужения ширины запрещенной зоны [6].

Для сравнения на рис. 1 (кривая 5) показана полевая зависимость положительной люминесценции образца, выполненного из монокристалла  $\text{Cd}_{0.23}\text{Hg}_{0.77}\text{Te}$ . Все параметры образца были близкими к параметрам эпитаксиальной пленки. Излучение наблюдалось с протравленной грани кристалла. Из рисунка видно, что максимальное отношение  $\Delta P/P_0$  ( $P_0$  — мощность отрицательной люминесценции [1]) в однородном образце не превышает 4, в то время как для варизонной структуры оно достигает 15. Такое различие объясняется тем, что в однородных полупроводниках  $\text{Cd}_{0.23}\text{Hg}_{0.77}\text{Te}$  даже на свежетравленной поверхности  $s \approx 10^4$  см/с.

Следует также отметить, что вывод излучения со стороны широкозонной подложки приводит к повышению внешнего квантового выхода люминесценции ввиду уменьшения потерь на самопоглощение и отражение от границы полупроводник—внешняя среда. Это связано с уменьшением коэффициента поглощения и показателя преломления в направлении  $\text{grad } E_g$  (показатель преломления для  $\text{Cd}_{0.23}\text{Hg}_{0.77}\text{Te}$  равен 3.7, а для  $\text{CdTe}$  — 2.7).

Таким образом, проведенные исследования показали перспективность использования варизонных структур в сочетании с МКЭ для возбуждения люминесценции в узкозонных полупроводниках при высоких температурах. При этом достигается возможность управления спектром люминесценции.

#### Список литературы

- [1] Малютенко В. К., Яблоновский Е. И., Болгов С. С., Бекетов Г. В., Салюк О. Ю. // ФТП. 1984. Т. 18. В. 2. С. 340—342.
- [2] Болгов С. С., Малютенко В. К., Яблоновский Е. И. // Матер. VII Всес. сѣмп. «Полупроводники с узкой запрещенной зоной и полуметаллы». Львов, 1986. Ч. I. С. 69—71.
- [3] Welker H. // Zs. Naturforsch. 1951. Bd 6a. H. 4. S. 184—191.

- [4] Болгов С. С., Малютенко В. К., Пипа В. И. // УФЖ. 1986. Т. 31. В. 2. С. 247—252.  
 [5] Золотов С. И., Колесников И. В., Юнович А. Э. // ФТП. 1987. Т. 21. В. 9. С. 1566—1571.  
 [6] Болгов С. С., Малютенко В. К., Пипа В. И., Яблоновский Е. И. // ЖПС. 1986. Т. 45. В. 6. С. 917—921.

Институт полупроводников АН УССР  
 Киев

Получено 10.01.1990  
 Принято к печати 4.05.1990

ФТП, том 24, вып. 9, 1990

## ФОТОСТИМУЛИРОВАННЫЙ ПОПЕРЕЧНЫЙ РАДИОЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ ПРИ МЕЖЗОННОЙ ПОДСВЕТКЕ

Нгуен Хонг Шон

Свето- или радиоэлектрический эффект — появление постоянного тока или разности потенциалов (при разомкнутых контактах) при распространении электромагнитной волны в полупроводниках [1-3]. В классической области частот  $\omega < T$  ( $T$  — температура решетки в энергетических единицах,  $\hbar=1$ ) этот эффект впервые рассмотрен в [4] и интерпретирован как постоянный холловский ток, возникающий в переменных электрическом и магнитном полях световой волны (высокочастотный эффект Холла). Позже в работах [5, 6] было показано, что наряду с холловским током необходимо учитывать ток, возникающий в результате пространственной дисперсии проводимости, который может быть сравним с холловским током. В квантовой области частот  $\omega > T$  этот эффект связан с передачей импульса фотона электрону при поглощении света [2]. В изотропных средах радиоэлектрический эффект является продольным и удовлетворяет соотношению Вайврайха [7]

$$E_{\parallel} = -E_W, \quad E_W = \alpha(\omega) \sqrt{\varepsilon_1} W / enc, \quad (1)$$

где  $\alpha(\omega)$  — коэффициент поглощения,  $W$  — вектор Пойтинга,  $\sqrt{\varepsilon_1}$  — показатель преломления,  $c$  — скорость света,  $n$  — концентрация носителей.

В анизотропных средах наряду с продольным возникает и поперечный (по отношению к  $W$ ) радиоэлектрический эффект. Конкретной причиной его появления может служить, например, многодолинность зоны проводимости [8] или несферичность изоэнергетических поверхностей [9, 10]. В работах [11, 12] было показано, что поперечный радиоэлектрический эффект существует и в случае, когда анизотропия в среде наводится линейно поляризованной подсветкой (фотостимулированный поперечный радиоэлектрический эффект). В [11, 12] рассматривается случай, когда подсвечивающая волна является внутризонной (энергия ее кванта меньше ширины запрещенной зоны). В данном сообщении будем рассматривать фотостимулированный поперечный радиоэлектрический эффект в другом случае, когда линейно поляризованная подсветка является межзонной. Кроме того, как и в [11, 12], будем ограничиваться случаем классической частоты пробной волны и пренебрегать пространственной дисперсией волн. При этом радиоэлектрический эффект, вызываемый пробной волной, будем рассматривать как высокочастотный эффект Холла. Отметим, что в данной постановке задачи возникновение поперечного радиоэлектрического эффекта обусловлено оптическим выстраиванием импульсов горячих электронов, возбужденных подсветкой в зону проводимости [13]. Влияние такого выстраивания на кинетические и магнитооптические эффекты в полупроводниках исследовалось в [14-18].

Кинетическое уравнение для функции распределения фотоэлектронов, возбужденных из валентной зоны в зону проводимости линейно поляризованной