

атомы ртути. Необходимо отметить, что пороговая зависимость от мощности плазмы обнаружена в работе [6], в которой исследовался процесс травления SiO_2 с помощью водородно-плазменной обработки. Было установлено, что при мощности плазмы с электронной плотностью $n_e > 10^{10} \text{ см}^{-3}$ происходит удаление SiO_2 , в то время как при $n_e < 10^{10} \text{ см}^{-3}$ SiO_2 остается на поверхности Si.

Двухступенчатый характер профиля распределения носителей заряда образцов КРТ, обработанных в плазме газов при $T = 300 \text{ К}$, можно связать с двумя видами миграции Hg: первый — «быстрая» диффузия ртути ($D_{\text{Hg}} = 4 \div 5 \cdot 10^{-8} \text{ см}^2/\text{с}$) по междоузлиям с образованием глубокого n -слоя; второй — «медленная» или обычная диффузия ($D_{\text{Hg}} = 3 \cdot 10^{-12} \text{ см}^2/\text{с}$) по вакансиям с формированием n^+ -слоя. Чтобы исключить вероятность того, что формирование глубоких (до $l \sim 130 \text{ мкм}$) n -слоев связано с диффузией Hg в разогретых до $T > 300\text{—}400 \text{ }^\circ\text{C}$ образцах независимо от термодары, проводилась оценка максимальной T в реакторе. На индикатор из сплава Вуда нанесли риски, края которых оплавляются при $T = 67 \text{ }^\circ\text{C}$. Оказалось, что при максимальной мощности ВЧ разряда ($j = 10.5 \text{ мкА}/\text{см}^2$) в течение 60 мин нагрев спутника не превышал $67 \text{ }^\circ\text{C}$.

В итоге можно заключить, что обработка в плазме газов Ar, H_2 образцов $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ с $x = 0.217 \div 0.25$ p -типа позволяет получать глубокие (до 100 мкм) слои n -типа проводимости с хорошими электрофизическими характеристиками. Обнаружено пороговое значение плотности тока ВЧ разряда ($j = 4 \text{ мкА}/\text{см}^2$), ниже которого инверсии проводимости под действием плазмы не наблюдается. Выявлено аномально глубокое проникновение Hg с поверхности в глубь кристалла под действием плазмы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] J. T. M. Wotherspoon. U. S. Patent 4.411.732 (1983).
- [2] В. И. Иванов-Омский, К. Е. Миронов, К. Д. Мынбаев. ФТП, 24, 2222 (1990).
- [3] L. O. Bubulac. J. Cryst. Growth., 86, 723 (1988).
- [4] Н. Х. Талипов, В. П. Попов, В. Г. Ремесник, З. А. Нальпина. ФТП, 26, 310 (1992).
- [5] H. V. Boenig. Plasma Science and Technology, Chap. 13, 36. N. Y. (1983).
- [6] H. Arwin, D. E. Aspnes. J. Vac. Sci. Techn., A2, 1316 (1984).
- [7] K. Nakashima, M. Ishii, I. Tajima, M. Yamamoto. Appl. Phys. Lett., 58, 2663 (1991).

Редактор В. В. Чалдышев

ФТП, том 27, вып. 1, 1993

БАРИЧЕСКАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ ГЕТЕРОСТРУКТУР $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}/\text{CdTe}$

С. С. Болгов, В. П. Кислый, В. К. Малютенко, А. П. Савченко

Институт полупроводников Академии наук Украины,
252650, Киев, Украина
(Получено 28.05.1992. Принято к печати 8.06.1992)

Недавно в [1] нами была показана возможность управления концентрацией свободных носителей заряда при $T > 300 \text{ К}$ в узкозонной части гетероструктур $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}/\text{CdTe}$ с помощью контактных явлений эксклюзии и аккумуляции. Этот эффект был использован в качестве нетрадиционного способа генерации положительной и отрицательной люминесценции в узкозонных полупроводниках при высоких температурах. В настоящей работе исследуется возможность

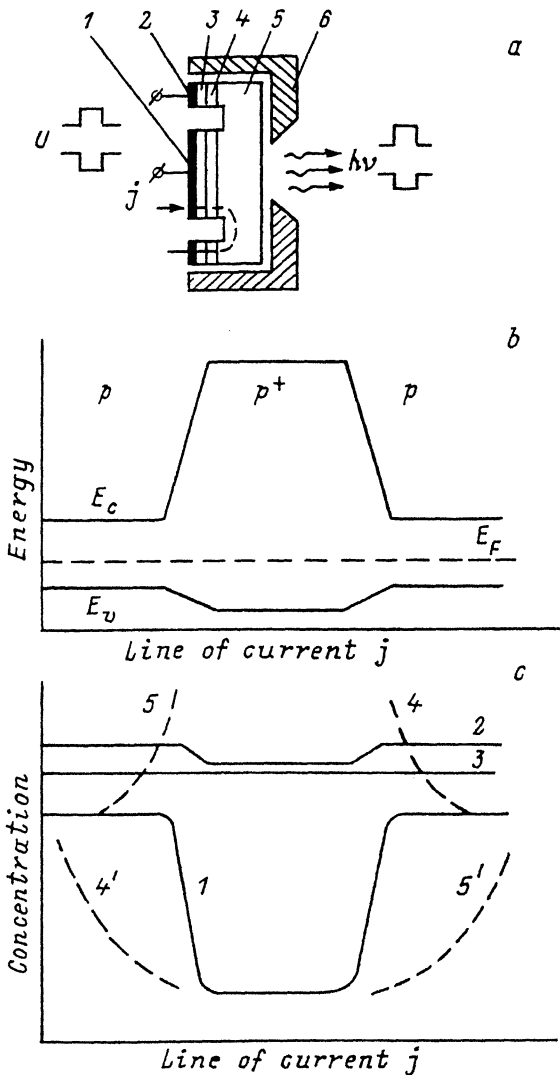


Рис. 1. *a* — схема меза-структуры с диафрагмой. 1 — центральный электрод, 2 — кольцевой электрод, 3 — гомозонный эпитаксиальный слой, 4 — варизонный переходной слой, 5 — подложка CdTe, 6 — диафрагма. *b* — энергетическая диаграмма меза-структуры вдоль линии тока. *c* — схематическое распределение концентрации носителей заряда в меза-структуре вдоль линии тока: 1 — распределение неосновных носителей, 2 — распределение основных носителей, 3 — распределение N_A ; 4, 5 — аккумуляция; 4', 5' — эксклюзия при различных направлениях прикладываемого смещения.

управления параметрами таких гетероструктур, ответственными за люминесценцию, при всестороннем сжатии. Исследовались структуры p -Cd_{0.2}Hg_{0.8}Te/CdTe. Толщина эпитаксиальной пленки Cd_{0.2}Hg_{0.8}Te составляла 40 мкм, подложки из CdTe — 0.5 мм. Между гомозонным узкозонным слоем и широкозонной подложкой находился переходной варизонный слой толщиной ~5 мкм. В отличие от [1], где токовые контакты наносились на поверхность пленки и подложки, в данном случае для исключения эффектов, связанных с влиянием высокого давления на контакт CdTe—металл, исследуемые структуры изготавливались в виде меза-структуры, показанной на рис. 1, *a*. Меза-структура

была выполнена в виде шайбы диаметром 4 мм. Со стороны эпитаксиальной пленки фотолитографическим способом вытравливалась круглая канавка с внутренним диаметром 2.7, шириной 0.5 мм и глубиной 150 мкм. Омические индиевые контакты (с проволочными токовводами) наносились на свободную поверхность эпитаксиальной пленки $\text{Cd}_{0.2}\text{Hg}_{0.8}\text{Te}$.

Модельная энергетическая диаграмма такой структуры вдоль линии тока (j), показанной штрихами на рис. 1, а, представлена на рис. 1, б. Распределение равновесных концентраций неосновных (n_0) и основных (p_0) носителей вдоль той же координаты показано на рис. 1, с, кривые 1 и 2. Концентрация полностью ионизированной акцепторной примеси $N_A = 2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ во всех слоях приблизительно одинакова и близка к концентрации n_i собственных носителей в узкозонной области (кривая 3). $n_0(j) = p_0(j) - N_A$ резко падает на границе пленка—подложка с увеличением ширины запрещенной зоны (E_g). При этом в узкозонной части структуры формируется область p -типа ($p_0 \approx n_i$), а в подложке — p^+ -область ($p_0 \gg n_0$). Таким образом, в исследуемой меза-структуре образуются два встречно включенных изотипных p^+ — p -гетероперехода.

При приложении отрицательного смещения ($U < 0$) на центральный электрод 1 (рис. 1, а) неосновные носители (электроны) накапливаются в пленке $\text{Cd}_{0.2}\text{Hg}_{0.8}\text{Te}$ на границе варизонного слоя (рис. 1, с, кривая 4), поскольку не могут преодолеть высокий потенциальный барьер гетероперехода (аккумуляция). При перемене знака смещения ($U > 0$) их концентрация вблизи гетероперехода уменьшается (рис. 1, с, кривая 5') из-за их вытягивания в омический контакт (экслюзия). Противоположная картина имеет место вблизи кольцевого электрода 2 (рис. 1, а, с, кривые 4', 5').

Увеличение концентрации носителей заряда $np > n_i^2$ в узкозонной части структуры сопровождается возникновением положительной люминесценции (W^+), при $np < n_i^2$ имеет место отрицательная люминесценция (W^-). Излучение из этой области свободно проходит через прозрачную широкозонную подложку из CdTe и фиксируется фотоспротивлением $\text{Ge}(\text{Au})$, охлажденным до 77 К. Если вся поверхность меза-структуры находится в поле зрения приемника, то наблюдается частичная либо полная компенсация отрицательных и положительных потоков излучения, исходящих из центрального и кольцевого гетеропереходов. По этой причине для однозначной интерпретации наблюдаемых явлений была использована диафрагма, которая пропускала излучение центральной части образца и позволяла исследовать явления, происходящие только вблизи одного гетероперехода.

Исследования проводились при $T = 300 \text{ К}$ в оптической газовой камере высокого давления ($1 < P < 9 \text{ кбар}$). Для вывода излучения использовались германиевые окна, прозрачные в диапазоне $\lambda > 1.8 \text{ мкм}$, что позволяло наблюдать зона-зонное излучение $\text{Cd}_{0.2}\text{Hg}_{0.8}\text{Te}$ как при атмосферном давлении, так и при максимальном давлении 9 кбар.

Измерения показали, что при увеличении давления значения токов, протекающих в структуре, изменяются незначительно. Это связано с тем, что под давлением ширина запрещенной зоны CdTe в процентном отношении изменяется очень слабо по сравнению с $\text{Cd}_{0.2}\text{Hg}_{0.8}\text{Te}$, а поскольку сопротивление подложки более чем на 3 порядка превосходит сопротивление пленки, ток через структуру определяется именно слабоизменяющимся с давлением сопротивлением подложки, несмотря на то что концентрация носителей заряда в узкозонной части претерпевает существенные изменения.

На рис. 2 показаны зависимости интегральной мощности положительной и отрицательной люминесценции от величины протекающего сквозь структуру тока I при различных значениях гидростатического давления. Видно, что с увеличением давления W^- уменьшается, а W^+ существенно возрастает.

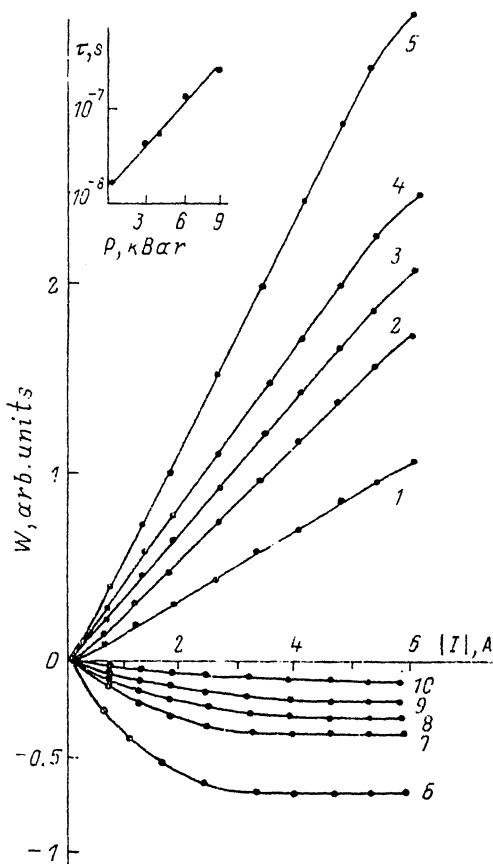


Рис. 2. Токовые зависимости положительной и отрицательной люминесценции при различных значениях давления. P , кбар: 1, 6 — 0.001; 2, 7 — 3; 3, 8 — 4; 4, 9 — 6; 5, 10 — 9. На вставке — барическая зависимость времени жизни.

Уменьшение W^- происходит по следующим причинам. Известно [2], что максимальный сигнал отрицательной люминесценции (W_{\max}^-) в невырожденных полупроводниках определяется мощностью равновесного зона-зонного излучения, величина которого определяется шириной запрещенной зоны E_g и показателем преломления материала q :

$$W_{\max}^- = \frac{kTE_g^3}{4\pi^2 c^2 \hbar^3} \frac{q}{(1+q)^2} \exp\left(\frac{-E_g}{kT}\right) \left[1 + 3\left(\frac{kT}{E_g}\right) + 6\left(\frac{kT}{E_g}\right)^2 + 6\left(\frac{kT}{E_g}\right)^3 \right], \quad (1)$$

где k — постоянная Больцмана, c — скорость света. Таким образом, W_{\max}^- тем больше, чем меньше значение E_g . С увеличением давления в $\text{Cd}_{0.2}\text{Hg}_{0.8}\text{Te}$, имеющем положительный барический коэффициент $dE_g/dP = 8.4$ мэВ/кбар [3], ширина запрещенной зоны увеличивается от 0.162 до 0.238 эВ. При этом W_{\max}^- по оценкам должно измениться от $3.4 \cdot 10^{-3}$ до $5 \cdot 10^{-4}$ Вт/см². Такой характер изменения W_{\max}^- от P наблюдался в [4] на примере InSb в условиях неравновесного истощения, вызванного магнитоконцентрационным эффектом.

Следует отметить, что значение W_{\max}^- достигается только при сильном истощении излучающего слоя полупроводника толщиной $1/\alpha$ (α — коэффициент по-

площения зона-зонного излучения). При неполном истощении излучающей области величина сигнала люминесценции меньше, чем W_{\max}^- . Из рис. 2 видно, что с ростом давления зависимости $W^-(I)$ выходят на насыщение, достигая значения W_{\max}^- при все больших величинах приложенного напряжения. Такая ситуация связана с тем, что по мере увеличения ширины запрещенной зоны n_i становится меньше N_A , и благоприятные для эксклюзии условия $N_A \ll n_i$, при которых наиболее легко достигается истощение полупроводника носителями заряда, нарушаются. Используя экспериментальные значения W_{\max}^- , с помощью формулы (1) определялся барический коэффициент изменения ширины запрещенной зоны. Оказалось, $dE_g/dP = 8.4 \pm 1$ мэВ/кбар, что удовлетворительно согласуется с измерениями других авторов.

Мощность положительной люминесценции в условиях аккумуляции носителей, как это видно из рис. 2, растет с увеличением давления. Такой ход зависимости $W^+(P)$, по нашему мнению, можно объяснить рекомбинационными процессами в узкозонной части структуры. В составах $Cd_xHg_{1-x}Te$ с $E_g = 0.16 \div 0.24$ эВ, как известно, при высоких температурах однозначно доминирует межзонная оже-рекомбинация, и время жизни неосновных носителей заряда при $T = 300$ К находится в интервале $10^{-8} \div 4 \cdot 10^{-7}$ с, увеличиваясь с ростом ширины запрещенной зоны [5]. Аналогичная картина наблюдается при гидростатическом сжатии полупроводника. Увеличение E_g с давлением приводит к замедлению темпа оже-рекомбинации и увеличению времени жизни носителей. В результате при одном и том же значении I концентрация электронно-дырочных пар вблизи барьера увеличивается, растет также и мощность W^+ от $5.2 \cdot 10^{-3}$ до $1.7 \cdot 10^{-2}$ Вт/см² при токе 6 А.

Мощность положительной люминесценции при аккумуляции в полупроводниках с биполярной проводимостью и доминирующим каналом оже-рекомбинации можно представить в виде [1]

$$\frac{W^+}{W_{\max}^-} = \frac{j}{n_i} \left(\frac{2\tau}{kT\mu_p} \right)^{1/2},$$

где j — плотность тока, протекающего через структуру; τ — время жизни; μ_p — подвижность дырок; e — заряд электрона. Отсюда, учитывая, что j практически постоянная, а μ_p изменяется с давлением слабо [6], можно вычислить значение τ при известных для различных E_g значениях n_i [3]. На вставке к рис. 2 приведены значения τ при различных давлениях. Видно, что τ увеличивается в 25 раз при давлении 9 кбар по сравнению с исходным значением при атмосферном давлении.

Таким образом, всестороннее сжатие гетероструктур $Gd_xHg_{1-x}Te/CdTe$ приводит к существенным изменениям мощности люминесценции, возникающей в узкозонном слое в условиях контактной эксклюзии и аккумуляции. Эти изменения объясняются увеличением E_g и τ с ростом давления и могут быть использованы для определения этих параметров материала. Значительные мощности как положительной, так и отрицательной люминесценции представляют интерес также и для целей практического использования.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] С. С. Болгов, В. К. Малютенко, В. И. Пипа, А. П. Савченко. Письма ЖТФ, 15, 49 (1989).
- [2] С. С. Болгов, В. К. Малютенко, В. И. Пипа. ФТП, 17, 208 (1983).
- [3] А. Кроткус, З. Добровольскис. Электропроводность узкозонных полупроводников, 173. Вильнюс (1988).
- [4] В. П. Кислый, В. К. Малютенко. ЖПС, 51, 594 (1989).
- [5] Н. С. Барышев, Б. И. Гельмонт, М. И. Ибрагимова. ФТП, 24, 209 (1990).

О ПЕРЕГРЕВНОЙ ОПТИЧЕСКОЙ БИСТАБИЛЬНОСТИ В ДЫРОЧНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ

В. Л. Малевич

Отдел оптических проблем информатики Академии наук Беларуси,
220072, Минск, Беларусь
(Получено 31.03.1992. Принято к печати 15.06.1992)

Прямые оптические переходы дырок между ветвями валентной зоны являются одним из основных механизмов поглощения ИК излучения в полупроводниках дырочного типа [1]. Поскольку участвовать в прямых переходах могут дырочные состояния с определенной энергией (зависящей от частоты излучения и параметров подзон), изменение степени заполнения этих состояний при разогреве дырок полем электромагнитной волны может приводить к нелинейности поглощения. Такой механизм нелинейного поглощения света был предложен в работе [2] и экспериментально исследован в [3] для *p*-Ge, где было обнаружено увеличение коэффициента поглощения света ($\lambda = 10.6$ мкм) с ростом его интенсивности.

В работе [2] численно решалось уравнение энергетического баланса для тяжелых дырок в *p*-Ge, возбуждаемых ИК излучением в подзону легких дырок. Было показано, что при достаточно низких температуре и степени легирования, когда малосущественны непрямые переходы, зависимости дырочной температуры и сечения поглощения излучения от его интенсивности имеют *S*-образный вид.

В настоящем сообщении рассматриваются оптические переходы дырок в спин-отщепленную валентную подзону и будет показано, что такой тип переходов также может приводить к *S*-образной зависимости сечения поглощения излучения от его интенсивности. ¹ В зависимости от величины спин-орбитального расщепления частота излучения при этом может находиться в более коротковолновой области спектра по сравнению со случаем переходов, рассмотренных в [2] (вплоть до ближнего ИК диапазона, например, в *p*-ZnTe).

Рассмотрим дырочный полупроводник с изотропной параболической валентной зоной. Предположим, что вкладом легких дырок в поглощение света можно пренебречь из-за их малой плотности состояний. В рассматриваемой нами области частот излучения $\omega \approx \Delta/\hbar$ (Δ — величина спин-орбитального расщепления) основной вклад в прямые оптические переходы будут давать тяжелые дырки с энергией

$$\epsilon_s = (\hbar\omega - \Delta)\mu_{hs}/m_h, \quad (1)$$

где $\mu_{hs}^{-1} = m_s^{-1} - m_h^{-1}$, m_s и m_h — эффективные массы дырок в *s*- и *h*-подзонах. Используя выражение для матричного элемента перехода из модели Кейна, для коэффициента поглощения можно получить

¹ Изменение поглощения ИК излучения при переходах дырок в спин-отщепленную подзону, вызванное их фоторазогревом, экспериментально исследовано в GaAs [4].