

Спектры фотопроводимости кристаллов CdHgTe с фотоактивными включениями

© А.И. Власенко, З.К. Власенко, А.В. Любченко

Институт физики полупроводников Национальной академии наук Украины,
252028 Киев, Украина

(Получена 10 апреля 1998 г. Принята к печати 12 мая 1998 г.)

Проведен анализ генерационно-рекомбинационной активности широкозонных и узкозонных включений в матрице CdHgTe. Установлена чувствительность формы спектральной характеристики фотопроводимости к типу имеющихся в матрице включений — формирование дополнительных максимумов в области фундаментального поглощения широкозонными включениями, размытие ее длинноволнового края узкозонными включениями.

Установлено, что форма спектров фотопроводимости неоднородных кристаллов зависит от величины и полярности прикладываемого напряжения смещения. Обнаружена зависящая от длины волны знакопеременная фотоэдс, аналогичная спектрам фоточувствительности встречновключенных барьеров в варизонных слоях.

Введение

Предельные функциональные параметры полупроводниковых фотоэлектрических материалов ограничиваются, как правило, их структурным совершенством [1–3]. В значительной степени это относится к узкозонным полупроводниковым твердым растворам (ТР), в частности, CdHgTe (КРТ), которым присуща развитая система собственных точечных и протяженных дефектов. В [4–6] было показано, что флуктуация состава, включения второй фазы, в частности Te, малоугловые границы ограничивают их фоточувствительность. В [7] установлен механизм деградации ТР КРТ, связанный с его распадом вследствие массопереноса и геттерирования подвижной компоненты Hg в деформационных полях макродефектов решетки. В то же время детальный анализ фотоэлектрических свойств кристаллов с пространственными неоднородностями отсутствует. В настоящей работе на основе экспериментальных данных приводится анализ фотоэлектрических характеристик кристаллов КРТ с фотоактивными включениями в сопоставлении с данными рентгеноспектрального анализа по типу пространственных неоднородностей. Под фотоактивными будем понимать включения с параметрами фотопроводимости (ФП) (генерации, рекомбинации, переноса ННЗ), отличающимися от матричных.

Экспериментальные результаты и их анализ

Влияние микрофлуктуаций состава и уровней легирования мелкими примесями, приводящих к появлению "хвостов" плотности состояний, на формирование спектров ФП полупроводников заключается в основном в размытии ее длинноволнового края. При этом микрофлуктуации поглощения, связанные с переходами

между хвостами плотности состояний, можно учесть введением квазиоднородного по объему коэффициента поглощения α , а следовательно, и скорости фотогенерации G с экспоненциальной зависимостью от $h\nu$ [8] (в соответствии с правилом Урбаха). Времена жизни неравновесных носителей заряда (ННЗ) τ и их подвижности μ в этом случае также можно принять как пространственно усредненные спектрально независимые величины, а влиянием диффузионных и диффузионно-дрейфовых микропотоков ННЗ можно пренебречь.

По данным электронно-зондового рентгеноспектрального микроанализа (Camebax) (рис. 1), в ТР КРТ наблюдаются включения с составом, отличающимся от матричного большим или меньшим содержанием Hg (рис. 1, *a, c*), с соответственно меньшей или большей шириной запрещенной зоны E_g , а также включения второй фазы, например Te (рис. 1, *b*).

При анализе спектрального распределения фоточувствительности таких кристаллов следует рассматривать генерационно-рекомбинационные параметры отдельно для матрицы и включений с учетом диффузионно-дрейфового обмена ННЗ между ними. Необходимо также учесть свойства переходного слоя (на границе матрица–включение), характеризующегося, как правило, повышенной плотностью дислокаций (из-за несоответствия параметров решетки, различия температурных коэффициентов расширения и проч.), изменением концентрации точечных дефектов, остаточными упругими деформациями сжатия или растяжения, что может приводить к формированию сложного рельефа энергетических зон, в складках которого ННЗ могут интенсивно рекомбинировать или накапливаться. Как было показано в [4,7] на примере включений Te и механических нарушений, эти области обогащаются Hg настолько, что в их окрестности материал становится полуметаллическим, с повышенным темпом рекомбинации и низкой фоточувствительностью. Естественно, в таких структурах могут изменяться и параметры переноса ННЗ, определяющие их подвижность.

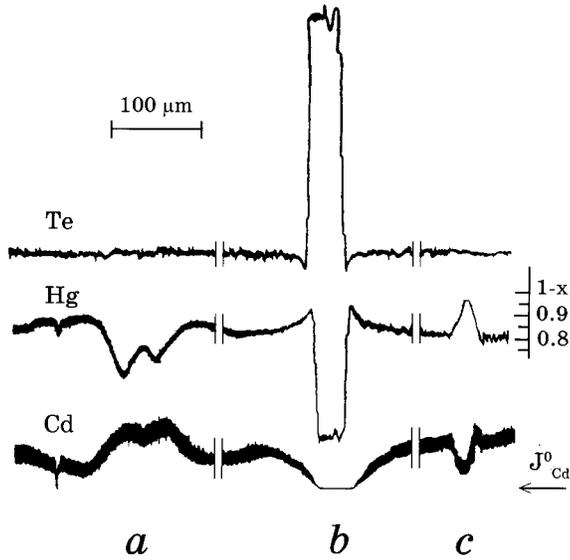


Рис. 1. Распределение состава компонент неоднородных кристаллов КРТ — Cd, Hg, Te: *a*) с включениями, обогащенными Cd; *b*) с включениями Te; *c*) с включениями, обогащенными Hg. J_{Cd}^0 — уровень нулевого содержания Cd.

Влияние таких областей усиливается, если учитывать их дальное действие, т. е. расстояние, на которое они вносят возмущение в распределение ННЗ (L_{eff}). Различия в параметрах генерации, переноса и рекомбинации ННЗ приводят к возникновению диффузионных потоков, на которые, как правило, накладывается дрейф в электрических полях варизонного ($\text{var } E_g$) или концентрационного ($\text{var } n_0$) потенциалов. Пространственное распределение концентрации ННЗ $\Delta n(r)$ становится сложным и зависит от формы векторного поля электрических (квазиэлектрических) полей. Величина L_{eff} определяется параметрами диффузии и дрейфа, а при малых геометрических размерах включений и их размером [9], а точнее, — их формой, и ее следует анализировать отдельно для каждого конкретного случая.

В приближении диффузионного распределения ННЗ и отсутствия энергетических барьеров между матрицей и включением в [6] получены решения уравнения непрерывности для распределения $\Delta n_v(r)$:

$$\Delta n_v(r) = G_v \tau_v \left\{ 1 - \frac{r_c}{r} \exp\left(-\frac{r-r_c}{L_v}\right) \times \frac{(1 - G_i \tau_i / G_v \tau_v) [r_c / L_i - th(r_c / L_i)]}{r_c / L_i + th(r_c / L_i) [D_v (1 + r_c / L_v) / D_i - 1]} \right\}, \quad (1)$$

где r — радиус-вектор, r_c — радиус включения, D — коэффициент диффузии, $L_{v,i} = (D_{v,i} \tau_{v,i})^{1/2}$ — (индексы v, i относятся к объему матрицы и включения соответственно). Параметр $G_{v,i} \tau_{v,i}$ определяет концентрацию ННЗ.

На рис. 2 приведены кривые пространственного распределения ННЗ в системе матрица–сферическое вклю-

чение, рассчитанные по (1) при различных соотношениях $G_i \tau_i / G_v \tau_v$ для кристаллов КРТ n -типа с $x = 0.2$ ($n_{0v} \approx 3 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, $\tau_v \approx 6 \cdot 10^{-6} \text{ с}$, $L_v \approx 50 \text{ мкм}$, $\tau_i \approx 6 \cdot 10^{-7} \text{ с}$, $L_i \approx 15 \text{ мкм}$, $D_i \approx D_v$).

При уменьшении $G_i \tau_i / G_v \tau_v < 1$ (геттерирующее включение) увеличивается эффективный объем геттерирования ННЗ из матрицы во включение. С ростом $G_i \tau_i / G_v \tau_v > 1$ (инжектирующее включение) увеличивается эффективный объем инжекции ННЗ во включение; заметим, что при $r_c > L_i$ следует учитывать диффузию и рекомбинацию ННЗ во включении; при $r_c \gg L_i$ все генерированные во включения ННЗ инжектируются в матрицу. Отметим также чувствительность $\Delta n(r)$ к соотношению параметров D_i / D_v (особенно при инверсии типа проводимости во включении, когда различие между D_i и D_v может достигать 1–2 порядков). В реальной ситуации распределение $\Delta n(r)$ следует рассчитывать с учетом возникающих между матрицей и включением рекомбинационных барьеров для ННЗ.

При дальнейшем анализе не будем учитывать отклонений параметров рекомбинации и переноса в прилегающих к включениям областях от матричных. Примем также, что включения имеют островковый характер и изолированы друг от друга матрицей, в противном случае они могут образовывать сплошной кластер с параллельным матрице каналом ФП.

Рассмотрим материал с широкозонными включениями с $E_{gi} > E_{gv}$ (рис. 1, *a, b*). При освещении квантами с энергиями $h\nu \geq E_{gi}$ генерация ННЗ во включениях будет иметь место лишь в случае их расположения на расстоянии l от поверхности, не превышающем глубину проникновения света соответствующего спектрального диапазона $l < 1/\alpha$. Очевидно, что в области насыщения α для составов матрицы и включений ($\approx 10^{-4} \text{ см}^{-1}$) [10] $G_i \approx G_v$. Если концентрация ННЗ во включениях превышает матричную ($G_i \tau_i > G_v \tau_v$, что возможно лишь при $\tau_i > \tau_v$), то прилегающие к включениям области будут обогащаться ННЗ за счет их инжекции из включений (рис. 2, кривые 1–3) (в случае образования ими сплошного кластера они сами будут давать вклад в ФП). Последующая рекомбинация ННЗ может происходить как в приповерхностной области с временем жизни τ_s , задаваемым рекомбинацией на формообразующей поверхности, так и в объеме матрицы с объемным временем жизни τ_v , как правило, превышающим τ_s [11,12]. Кроме того, при облучении кристалла квантами с энергиями $E_{gv} < h\nu < E_{gi}$ включение будет пассивно пропускать этот свет в глубь кристалла (канал прозрачности), где в прилегающих к включениям слоях матрицы на расстояниях $\approx 1/\alpha$ ННЗ будут генерироваться и рекомбинировать, как и в предыдущем случае, с временем жизни τ_v . Это может иметь место, если размеры широкозонных включений, а следовательно, и расстояния от поверхности, на которых генерируются ННЗ, превышают расстояние $l_s = (D_v \tau_s)^{1/2}$, которое по оценкам, приведенным в [12], может достигать 15–20 мкм при скорости поверхностной рекомбинации $s \approx 10^3 \text{ см/с}$.

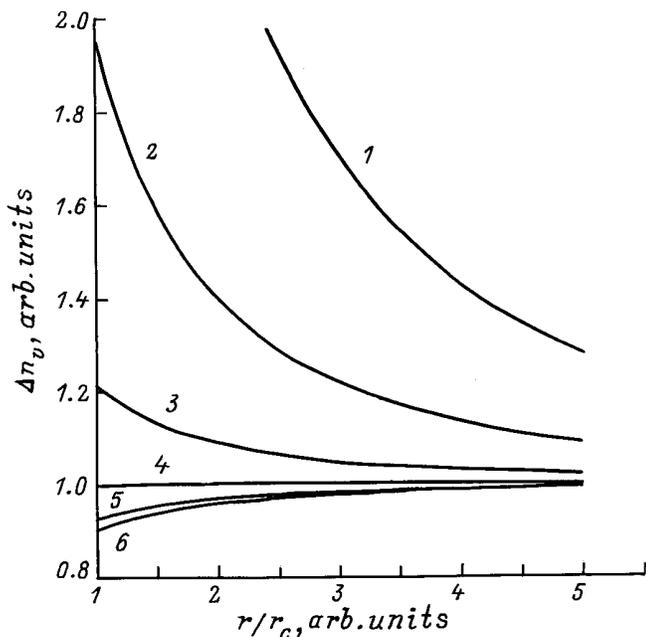


Рис. 2. Относительное пространственное распределение ННЗ в области, прилегающей к включению, рассчитанное по (1) при значениях параметров $G_i\tau_i/G_v\tau_v$: 1 — 30, 2 — 10, 3 — 3, 4 — 1, 5 — 0.3, 6 — 0.1.

В [6] отмечалась возможность увеличения в матрице квантового выхода фотоэффекта β за счет ударной генерации при ее облучении через прозрачные широкозонные включения квантами с энергиями $h\nu > 2E_g$. В КРТ с $E_g \approx 0.1$ эВ этот эффект начинает проявляться при $h\nu \geq 0.5$ эВ [13].

Перечисленное может приводить к фоточувствлению кристалла в спектральном диапазоне $h\nu > E_{gv}$ и формированию немонотонной спектральной характеристики ФП с дополнительными максимумами при $h\nu \approx E_{gi}$. Отметим, что указанное имеет место лишь в случае рекомбинационной нейтральности поверхности раздела матрица–включение. При высокой скорости рекомбинации на границе раздела ($s_i \gg 1$) включения будут играть роль стоков ННЗ как со стороны включений, так и матрицы — фоточувствительность будет падать во всем спектральном диапазоне [4].

При $h\nu \leq E_{gv}$ при отсутствии узкозонных включений должен формироваться экспоненциальный край ФП за счет урбаховского края поглощения.

Спектры ФП при различных температурах для кристалла, содержащего в приповерхностных областях широкозонные включения КРТ и включения Те (рис. 1, *a, b* — глубина зондирования 2–3 мкм), представлены на рис. 3. Максимумы в области фундаментального поглощения можно связать с фотоэлектрической активностью этих областей. Максимумы в области $\lambda = 3$ –4 мкм соответствуют E_g для Те (или КРТ с $x = 0.4$). Следует отметить и наиболее часто проявляющиеся в таких кристаллах максимумы в обла-

сти $\lambda = 0.8$ –1 мкм, соответствующие составам с E_g , близкой к CdTe. С ростом T и переходом в область собственной проводимости времена жизни в матрице и включениях сближаются, спектральный рельеф ФП изменяется. Спектральная чувствительность этих максимумов и длинноволнового максимума к изменению T различна, что объясняется различным коэффициентом dE_g/dT для составов матрицы и включений [14].

Очевидно, что широкозонные включения, расположенные в объеме матрицы на расстоянии от поверхности, превышающем глубину поглощения квантов $h\nu > E_{gi}$, не являются фотоактивными и дополнительных максимумов в спектры ФП не вносят. Эти включения, однако, могут существенно занижать экспериментально определяемые значения μ_h (в связи с изменением условий токопрохождения через кристалл). Учет уменьшения рабочего объема фотоактивной матрицы важен при теоретических расчетах квантового выхода и фоточувствительности приборных структур.

Если параметры широкозонных включений таковы, что $G_i\tau_i < G_v\tau_v$, то генерированные во включении ННЗ будут рекомбинировать во включении (без инжекции в матрицу), не фоточувствляя образец. С другой стороны, диффузионный сток и рекомбинация в них ННЗ (т.е. их геттерирование из прилегающих областей матрицы) будут также затруднены из-за наличия потенциального барьера $\Delta E \approx |E_{gi} - E_{gv}|$, что, как и в предыдущем случае, приводит к их исключению из фотоактивного объема матрицы (при рекомбинационно-нейтральной поверхности раздела).

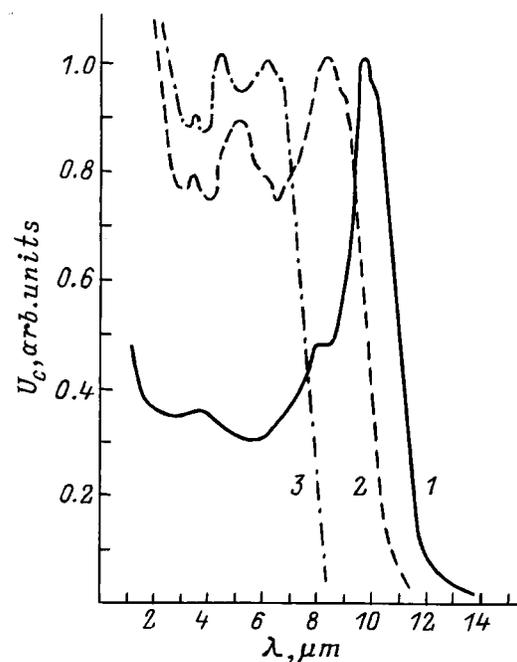


Рис. 3. Спектральное распределение фоточувствительности U_c для образца с широкозонными включениями и включениями Те при T, K : 1 — 85, 2 — 145, 3 — 300.

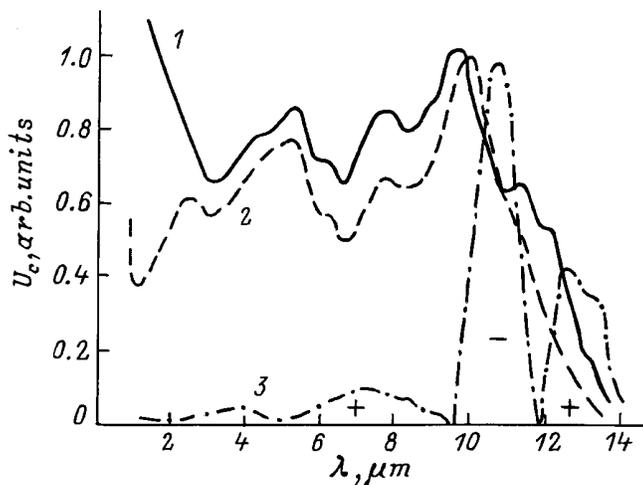


Рис. 4. Спектральное распределение фоточувствительности U_c для образца с узкозонными и широкозонными включениями при различной полярности смещения, U_b : 1 — > 0 , 2 — < 0 , 3 — $= 0$.

Проведем далее анализ для материала с обогащенными Hg узкозонными включениями ($E_{gi} < E_{gv}$) (рис. 1, c). (Отметим, что области, прилегающие к включениям Te, также обогащены Hg) (рис. 1, b). Рассмотрим случай, когда $G_i\tau_i > G_v\tau_v$. При облучении таких кристаллов квантами $h\nu > E_{gv}$ фотогенерация будет происходить на глубине поглощения света в приповерхностном слое матрицы и в находящихся в этом слое узкозонных включениях. Поскольку в этом слое $\alpha_i \approx \alpha_{vs}$ [10] и $G_i = G_{vs}$ (индекс s указывает на приповерхностный слой образца), τ_i должно быть больше τ_{vs} . Практически этот случай может иметь место в сильно компенсированном материале (а также в кристаллах с $x > 0.23$, в которых время жизни НЗ в матрице определяется механизмом Шокли–Рида, а в узкозонных включениях — межзонным оже-процессом [11,15]). При значительном фотоактивном объеме они могут фотоочувствлять кристалл. Фоточувствительность образца в этой области спектра может повыситься также в результате преодоления НЗ потенциального барьера $\Delta E \approx E_v - E_i$ и их инжекции в матрицу (если включения простираются в глубь кристалла, НЗ могут инжектироваться в объемных областях кристалла, очувствляя матрицу). С этим эффектом может быть связана низкотемпературная активация ФП.

При облучении кристалла в спектральном диапазоне $E_{gi} < h\nu < E_{gv}$ фотогенерация НЗ в образце будет происходить в основном во включениях ($G_i \gg G_v$), и условие $G_i\tau_i > G_v\tau_v$ может соблюдаться даже при $\tau_i < \tau_v$, что обычно и имеет место для узкозонных включений. Это приводит к увеличению фоточувствительности в этом спектральном диапазоне, что проявляется в размытии длинноволнового края или появлении дополнительных длинноволновых полос в кривых спектрального распределения ФП. При наличии включений с $x_i > x_v$ и $x_i < x_v$ (рис. 1, a-c), что обычно и наблюдается на практике,

спектральные характеристики ФП будут содержать все рассмотренные особенности. На рис. 4 представлены спектры ФП для одного из таких образцов.

Форма спектральной характеристики фоточувствительности неоднородных кристаллов и ее длинноволновый край часто зависят от величины и полярности напряжения смещения U_b (рис. 4, кривые 1, 2). Этот эффект в неоднородном материале с потенциальным рельефом может быть обусловлен генерацией пар НЗ в области барьеров фотонами с $h\nu < E_g$ в результате межзонных переходов с туннелированием. Чем сильнее внутреннее поле в барьере, тем дальше в инфракрасную область простирается хвост фоточувствительности. При изменении величины или полярности U_b электрическое поле в барьере будет изменяться, а низкоэнергетический край ФП — смещаться в сторону больших или меньших энергий (эффект Келдыша–Франца) [8]. Наблюдаемая фотоэдс (рис. 4, кривая 3), величина и полярность которой зависят от $h\nu$, может быть связана с наличием встречновключенных потенциальных барьеров в варизонных участках образца [16].

Если параметры узкозонных включений таковы, что $G_i\tau_i < G_v\tau_v$ (это имеет место, когда $\tau_i \ll \tau_v$, в этом случае G_i может и превышать G_v), фоточувствительность кристалла падает во всем спектральном диапазоне. Этот эффект наблюдался на достаточно большой группе неоднородных кристаллов с концентрацией равновесных носителей $3 \cdot 10^{14} - 3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, которые при теоретических τ для межзонной оже-рекомбинации $\geq 10^{-6} \text{ с}$ имели $\tau \leq 10^{-7} \text{ с}$, что не находило объяснений.

Заключение

В зависимости от спектрального диапазона фотовозбуждения проведен анализ генерационно-рекомбинационной активности широкозонных и узкозонных включений в матрице CdHgTe. Установлена чувствительность формы спектральной характеристики фотопроводимости к типу имеющихся в матрице включений — формирование дополнительных максимумов в области фундаментального поглощения широкозонными включениями, размытие ее длинноволнового края узкозонными включениями.

Установлено, что форма спектров ФП неоднородных кристаллов зависит от величины и полярности прикладываемого напряжения смещения. Обнаружена зависящая от длины волны знакопеременная фотоэдс, аналогичная спектрам фоточувствительности встречновключенных барьеров в варизонных слоях.

Список литературы

- [1] М.К. Шейнкман, А.Я. Шик. ФТП, **10**, 209 (1976).
- [2] М.Г. Мильвидский, В.Б. Освенский. *Структурные дефекты в монокристаллах полупроводников* (М., Металлургия, 1984).

- [3] М.Г. Мильвидский, В.Б. Освенский. *Структурные дефекты в эпитаксиальных слоях полупроводников* (М., Металлургия, 1985).
- [4] А.И. Власенко, Ю.Н. Гаврилюк, В.З. Латуга, А.В. Любченко, Е.А. Сальков. *Письма ЖТФ*, **5**, 1013 (1979).
- [5] Н.Н. Григорьев, Л.А. Карачевцева, К.Р. Курбанов, А.В. Любченко. *ФТП*, **25**, 464 (1991).
- [6] Н.Н. Григорьев, А.В. Любченко, Е.А. Сальков. *УФЖ*, **34**, 1088 (1989).
- [7] А.И. Власенко, А.В. Любченко, В.Г. Чалая. *ФТП*, **30**, 377 (1996).
- [8] Ж. Панков. *Оптические процессы в полупроводниках* (М., Мир, 1973).
- [9] И.С. Вирт, Н.Н. Григорьев, А.В. Любченко. *ФТП*, **22**, 409 (1988).
- [10] M.D. Blue. *Phys. Rev.*, **134**, 226 (1964).
- [11] А.И. Власенко, Ю.Н. Гаврилюк, А.В. Любченко, Е.А. Сальков. *ФТП*, **13**, 2180 (1979).
- [12] А.И. Власенко, А.В. Любченко, Е.А. Сальков. *УФЖ*, **25**, 431 (1980).
- [13] М.П. Щетинин, Н.С. Барышев, И.С. Аверьянов. *ФТП*, **5**, 2350 (1971).
- [14] M.W. Scott. *J. Appl. Phys.*, **40**, 4077 (1969).
- [15] А.И. Власенко, З.К. Власенко, А.В. Любченко. *ФТП*, **31**, 1323 (1997).
- [16] А.И. Власенко. *Оптоэлектрон. и полупроводн. техн.*, **31**, 191 (1996).

Редактор В.В. Чалдышев

Photoconductivity spectra of CdHgTe crystals with photoactive inclusions

A.I. Vlasenko, Z.K. Vlasenko, A.V. Lyubchenko

Institute of Semiconductor Physics,
Ukrainian Academy of Sciences,
252028 Kiev, the Ukraine

Abstract The analysis of the generation-recombination activity of both wide and narrow band gap inclusions in CdHgTe matrix has been carried out. The sensitivity of the shape of the photoconductivity (PhC) spectral characteristic to the type of matrix inclusions is established: the formation of additional maxima in the range of fundamental absorption by wide band gap inclusions and blurring its long-wavelength edge by narrow band gap inclusions.

It has been found that the shape of PhC spectra depends on the value and polarity of the applied voltage. A wavelength-related alternating photo e.m.f. agrees well with photosensitivity spectra of the counter-input barriers in variband layers.