

КОМБИНАЦИОННОЕ РАССЕЯНИЕ СВЕТА ФОТОИНДУЦИРОВАННОЙ ПЛАЗМОЙ В ДВОЙНЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ

Решина И. И.

Исследовано комбинационное рассеяние света плазмон-фононной (ПФ) модой фотоиндуцированной электрон-дырочной плазмы в двойных гетероструктурах GaAs/Al_xGa_{1-x}As и Ga_{1-x}In_xAs_{1-y}P_y/Ga_{0.5}In_{0.5}P, полученных различными методами. Измерялись частота и уширение ПФ пика в зависимости от интенсивности накачки. По спектрам люминесценции определялась температура носителей. Проведен расчет спектров КРС от двухкомпонентной плазмы при разных концентрациях и температурах носителей. Результаты расчета для некоторых структур хорошо согласуются с экспериментальными, что позволяет определять концентрацию фотоиндуцированных носителей. Однако в ряде случаев экспериментальные данные существенно отличаются от расчетных: увеличение накачки не приводит к изменению частоты ПФ пика, вызывая только его уширение. Высказано предположение, подкрепленное модельным расчетом, что такое аномальное поведение может быть связано с неоднородностью плазмы по концентрации.

В настоящее время исследования комбинационного рассеяния света (КРС) от однокомпонентной плазмы в легированных полупроводниках можно считать исчерпывающими как теоретически, так и экспериментально [1]. Значительно менее изученным (особенно экспериментально) является рассеяние от многокомпонентной электрон-дырочной плазмы, возникающей при фотогенерации.

Характеристики двойных гетероструктур

	Состав	Толщина узкозонного слоя, мкм	Метод изготовления
I	GaAs/Al _x Ga _{1-x} As : Si (селективное легирование наружного барьера, слой 20—200 Å)	0.5	Молекулярная эпитаксия
II	GaAs/Al _x Ga _{1-x} As	0.1	МОС гидридная газовая эпитаксия
III	In _x Ga _{1-x} As _{1-y} P _y /Ga _{0.5} In _{0.5} P (x=0.03, y=0.07)	0.4	Жидкофазная эпитаксия

Примечание. Селективно легированная структура изображена на вставке к рис. 1.

Созданию такой плазмы в полупроводниках A^{III}B^V препятствуют эффект быстрого растекания фотоиндуцированных носителей и большая скорость поверхностной рекомбинации. Оба фактора могут быть уменьшены при генерации плазмы в двойных гетероструктурах, в которых материал с более узкой шириной запрещенной зоны ограничен с обеих сторон широкозонными барьерами [2].

Нами исследовалось КРС плазмон-фононных мод (ПФ) фотоиндуцированной плазмы в структурах такого типа, полученных разными методами.

Параметры и метод изготовления исследованных нами двойных гетероструктур приведены в таблице. Чтобы избежать перекрытия спектра КРС ПФ мод с полосой люминесценции, возникающей при рекомбинации фотогенерированных электронов и дырок спин-отщепленной зоны, генерация в отличие от [2] осуществлялась не линией 1.92 эВ Кг-лазера, а линиями 2.41 и 2.54 эВ Аг-лазера. Плотность генерационного излучения варьировалась в пределах $1 \div 6$ кВт/см². Измерения проводились при температуре 10 К.

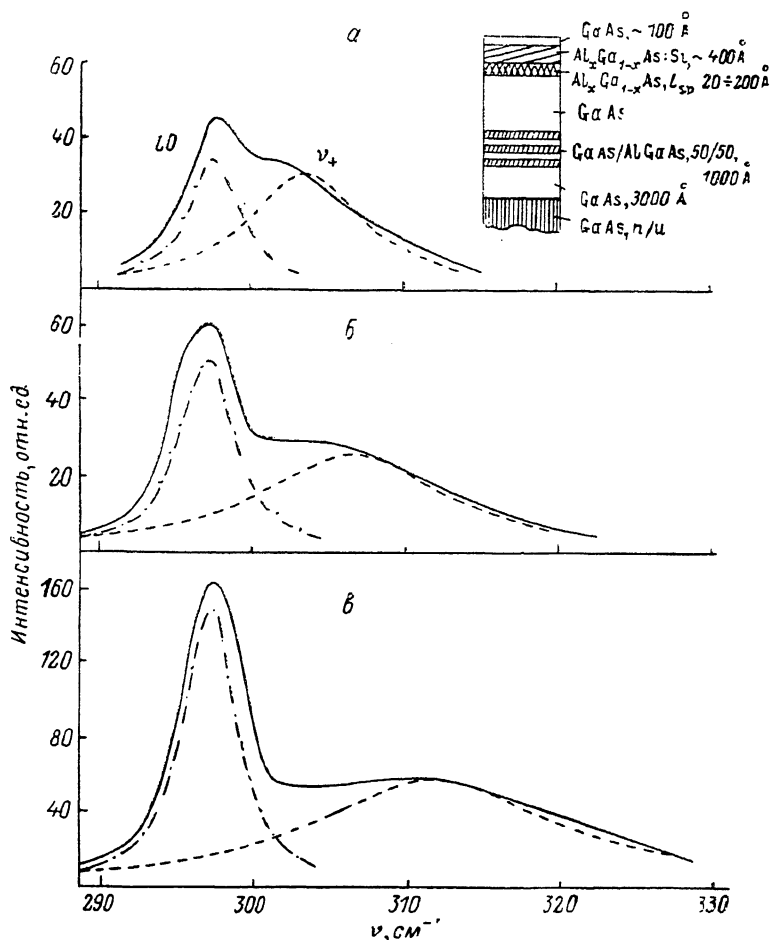


Рис. 1. Спектры КРС селективно легированной двойной гетероструктуры GaAs/Al_{0.48}Ga_{0.51}As:Si ($L_{sp}=200$ Å) при разных интенсивностях накачки.

$T=10$ К, $E_{ex}=2.41$ эВ, $\Delta S=4$ см⁻¹, P , мВт: а — 40, б — 60, в — 130. Пик LO обусловлен рассеянием в тонком наружном слое GaAs. Разложение измеренного контура КРС на LO-фонон и ПФ пик ν_+ производилось по методу наименьших квадратов. Оба вклада аппроксимировались лоренцовыми кривыми. Средняя ошибка аппроксимации 10 %.

На рис. 1 приведены спектры КРС структуры с селективным легированием GaAs/Al_xGa_{1-x}As:Si с шириной слейсера 200 Å при разных интенсивностях накачки. Наряду с линиями рассеяния на LO-фононах от тонкого наружного слоя GaAs (см. вставку на рис. 1) и барьера (GaAs-подобный LO-фонон) видна полоса ν_+ , которую мы интерпретируем как высокочастотную плазмон-фононную моду от фотониндуцированной плазмы в слое GaAs, заключенном между двумя барьерами. Эта полоса поляризована так же, как и LO-фонон. При увеличении мощности накачки она сдвигается в высокочастотную сторону и уширяется. Отметим, что ПФ пик наблюдался как при гелиевой, так и при азотной температурах образца, но отсутствовал при комнатной температуре независимо от мощности накачки.

В структурах этого типа помимо спектров КРС регистрировались также спектры люминесценции при тех же интенсивностях накачки. Наблюдалось значительное уширение полосы рекомбинационного излучения плазмы при увеличении интенсивности накачки. Так, при изменении мощности лазера от 8 до 110 мВт полуширина полосы люминесценции увеличивалась от 6 до 18 мэВ, а ее частота уменьшалась от 1.515 до 1.511 эВ. По частотной зависимости ин-

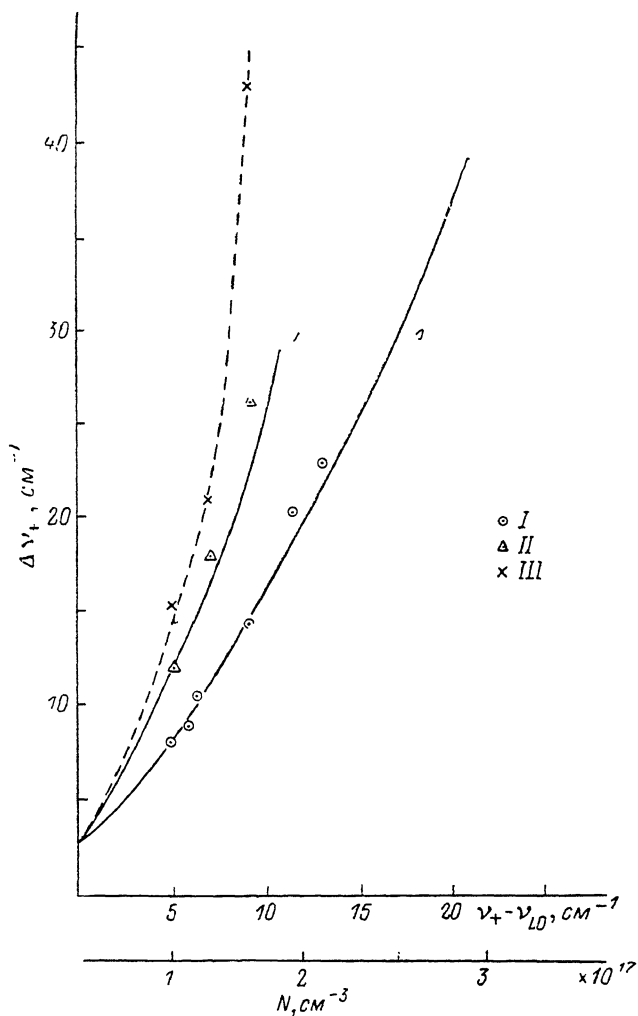


Рис. 2. Соотношение между полушириной ПФ пика и смещением его частоты относительно частоты LO -фонона.

Ширина спейсера, Å: I — 200, II — 50, III — 20. Расчет с Γ , см⁻¹: 1 — 40, 2 — 85.

тенсивности коротковолнового крыла полосы люминесценции определялась температура фотоиндуцированных носителей. При энергии возбуждения 2.41 эВ и температуре образца 10 К она составляла при наибольшей мощности накачки около 100 К.

Измерения показали, что как полуширина, так и частота ПФ пика являются функцией концентрации фотоиндуцированных носителей. На рис. 2 приведена зависимость полуширины ПФ пика $\Delta\nu$ от $\nu_+ - \nu_{LO}$ (кривая I). Однако эксперимент показал, что эта зависимость не является универсальной функцией. Так, на рис. 2 приведены также результаты, полученные для двух структур с малыми ширинами спейсера (50 и 20 Å). В структурах с узким спейсером при увеличении мощности накачки заметна тенденция к уширению ПФ пика без существенного сдвига относительно частоты LO -фонона.

В крайней форме такая тенденция наблюдалась в спектрах КРС фотоиндуцированной плазмы в двойных гетероструктурах GaAs/AlGaAs, полученных

методом газовой МОС гидридной эпитаксии, и в структурах GaInAsP/GaInP, полученных методом жидкофазной эпитаксии. Полоса LO-фонона в этих структурах при увеличении мощности накачки уширялась, не обнаруживая никакого сдвига вплоть до полного расплывания. Спектры такого типа приведены на рис. 3.

Расчет спектров КРС фотоиндуцированной плазмы и обсуждение результатов

Плазму, возникающую при генерации в GaAs, можно считать двухкомпонентной, состоящей из электронов и тяжелых дырок, поскольку, вследствие того что $m_h^* \gg m_i^*$, концентрация тяжелых дырок является преобладающей. В диэлектрической функции плазмы $\epsilon(\omega, q)$ учитывались аддитивно следующие вклады: фононный (ϵ_{ph}), электронный (ϵ_e), вклад тяжелых дырок ϵ_h и вклад, связанный с переходами дырок между подзонами тяжелых и легких дырок ϵ_{iv} :

$$\epsilon(\omega, q) = \epsilon_{ph} + \epsilon_e + \epsilon_h + \epsilon_{iv}. \quad (1)$$

По оценкам, концентрация фотогенерированных носителей составляла $(1-3) \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$, а их температура была, согласно измерениям, 100 К. Поэтому для электронной компоненты имело место неполное вырождение, расчет диэлектрической функции проводился по формулам Линдхарда—Мермина, учитывающим конеч-

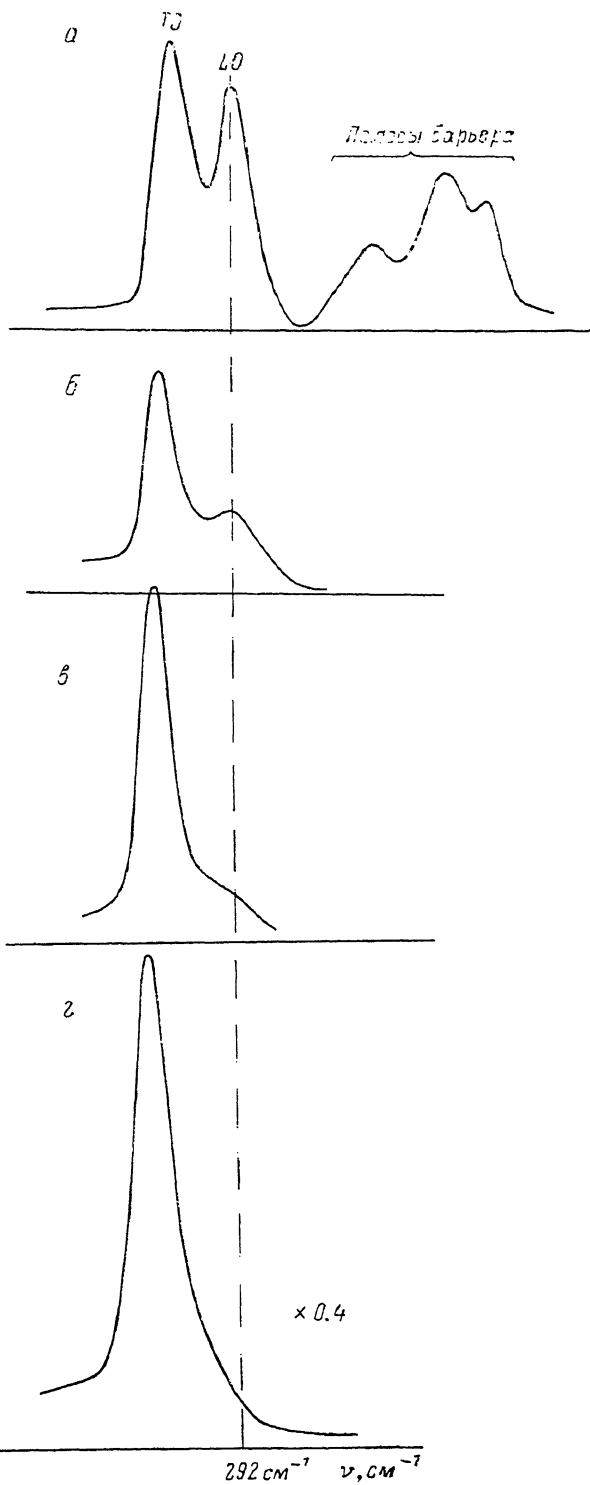


Рис. 3. Спектры КРС $\text{Ga}_{0.97}\text{In}_{0.03}\text{As}_{0.93}\text{P}_{0.07}/\text{Ga}_{0.5}\text{In}_{0.5}\text{P}$ при разных интенсивностях накачки. $T=100 \text{ К}$, $E_{ex}=2.41 \text{ эВ}$. $W, \text{ мВт}$: а — 90 (пятно лазера расфокусировано), б — 47, в — 94, г — 340 (б — г — пятно лазера $\varnothing \approx 50 \text{ мкм}$).

ную температуру и столкновительное затухание [3, 4]. Это столкновительное затухание характеризуется параметром $\Gamma=1/\tau$, который в случае однокомпонентной плазмы в легированных полупроводниках определяется из подвижности μ : $\Gamma=e/\rho m^*$. В нашем случае фотогенерированной плазмы мы пола-

гали, что столкновительное затухание определяется рассеянием электронов на фотогенерированных дырках. Для оценки Γ рассчитывалось рассеяние электронов на дырках, как на понижованных примесях для случая полного вырождения (см. формулу (7. 14) в [5]). Для $N=2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ было найдено $\Gamma=40 \text{ см}^{-1}$, и это значение использовано в расчете для Γ_1 и Γ_h . Что касается вклада в $\epsilon(\omega, q)$ межподзонных переходов дырок, то выражение для $\text{Im } \epsilon_{iv}$ следует из выражения

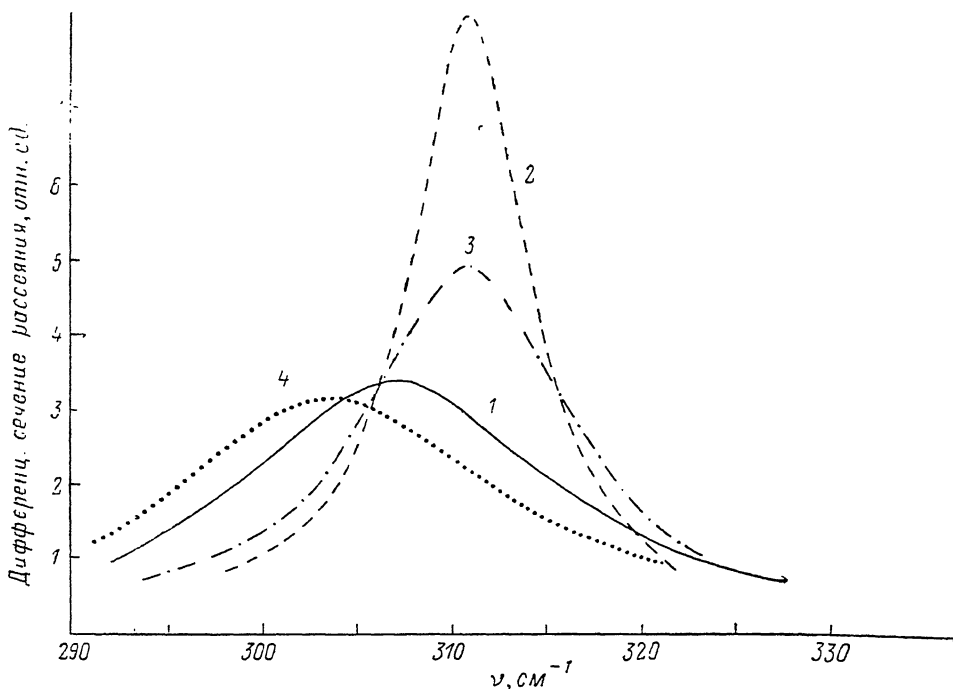


Рис. 4. Расчетные спектры КРС ПФ пика ν_+ .

$N=2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, $T=100 \text{ К}$, $q=1.03 \cdot 10^6 \text{ см}^{-1}$, $\Gamma, \text{ см}^{-1}$: 1 — 40, 2 — 1 ($\epsilon'_{iv} = \epsilon''_{iv} = 0$), 3 — 1, 4 — 85. $\nu_+ = \nu_{1,0} \text{ см}^{-1}$: 1 — 12; 2, 3 — 16; 4 — 9; $\Delta\nu, \text{ см}^{-1}$: 1 — 19.8; 2 — 7.6; 3 — 13; 4 — 21.

для коэффициента поглощения при межподзонных переходах в валентной зоне [6]

$$\text{Im } \epsilon_{iv} = k_0 e^2 [F(E^*) - F(E^* + \hbar\omega)] / \hbar\omega, \quad (2)$$

где

$$k_0 = (2m_h^* E^* / \hbar^2)^{1/2}, \quad E^* = \hbar\omega \frac{m_h^*}{m_h^* - m_i^*},$$

$F(E^*)$ — функция распределения Ферми. Реальная часть $\text{Re } \epsilon_{iv}$ связана с $\text{Im } \epsilon_{iv}$ соотношением Крамерса—Кронига и была найдена путем численного интегрирования.

Поскольку исследованный ПФ пик ν_+ расположен вблизи фононных резонансов, расчет дифференциального сечения КРС производился с учетом фононного затухания по формулам, полученным для этого случая в [7] [формула (3)]. Эта формула описывает рассеяние так называемой «фононной компоненты» ПФ моды, имеющей ту же поляризацию, что и LO-фонон. При рассеянии от плоскости (001) она наблюдается при скрещенной поляризации возбуждающего и рассеянного света, т. е. в геометрии $Z(XY)\bar{Z}$.

На рис. 4 приведены результаты расчета ПФ пика при $N=2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ для трех значений параметра Γ (1, 40 и 85 см^{-1}), а также расчет без учета вклада межподзонных переходов дырок, характеризующий вклад различных механизмов затухания в полуширину ПФ пика. Из этих результатов следует, что основной вклад в полуширину пика вносят затухание Ландау, определяемое величиной волнового вектора света ($q=1.03 \cdot 10^6 \text{ см}^{-1}$) и температурой носителей, и межподзонные переходы. Увеличение вдвое столкновительного затухания Γ

приводит к уменьшению сдвига частоты пика $\nu_+ - \nu_{L0}$ на 25 %, почти не меняя его полуширины. Результаты расчета для разных концентраций в виде зависимости $\Delta\nu$ от $\nu_+ - \nu_{L0}$ приведены на рис. 2 сплошными линиями для различающихся вдвое значений столкновительного затухания. На оси абсцисс наряду со сдвигом $\nu_+ - \nu_{L0}$ указаны соответствующие значения концентрации для $\Gamma = 40 \text{ см}^{-1}$. Как следует из рис. 2, имеет место хорошее соответствие расчета и экспериментальной зависимости для структуры со спейсером 200 Å. Экспериментальные результаты для структуры со спейсером 50 Å можно формально согласовать с расчетом, приняв $\Gamma = 85 \text{ см}^{-1}$. Однако мы полагаем, что тенденции к уменьшению величины сдвига $\nu_+ - \nu_{L0}$ и ее крайний случай — уширение LO-фонона, не сопровождающееся сдвигом, как на рис. 3, могут иметь другую природу. Эти явления могут свидетельствовать о неоднородности плазмы по концентрации в направлении, перпендикулярном поверхности. С целью выявления

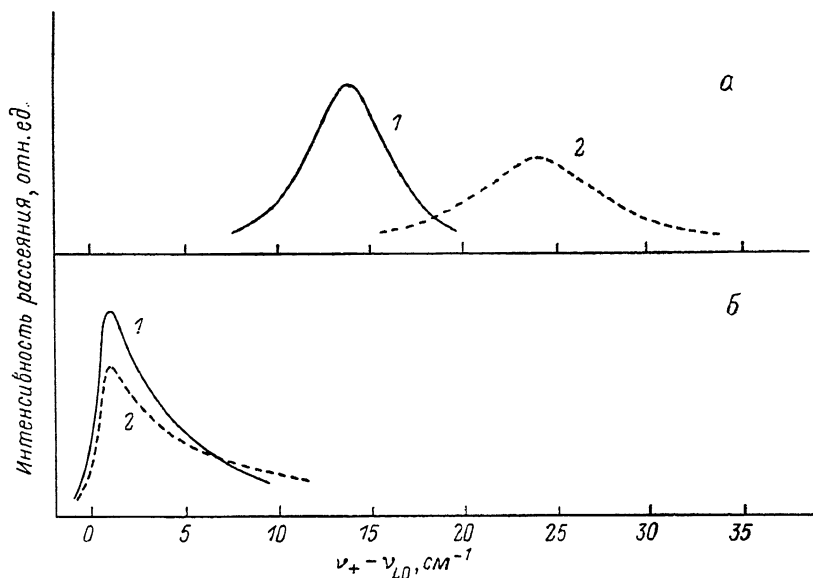


Рис. 5. Модельный расчет ПФ пика ν_+ однокомпонентной максвелловской плазмы. Плазма: *a* — однородная по концентрации, *б* — неоднородная, $N(x) = N\alpha x$, $N \cdot 10^{-17}$, см^{-3} ; 1 — 2, 2 — 3.

характера рассеяния ПФ модой в случае сильно неоднородной плазмы был проведен модельный расчет спектров КРС однокомпонентной максвелловской плазмы с концентрацией, изменяющейся по закону $N(x) = N\alpha x$, где α — коэффициент поглощения. Рассеяние определялось из слоя толщиной $1/\alpha$ для двух значений N . Результаты расчета приведены на рис. 5. Как видно, подобное распределение концентрации приводит к неоднородному уширению пика, не изменяя его частоты. Для сравнения на рис. 5, *a* приведены спектры КРС однородной плазмы при тех же значениях N . Таким образом, этот расчет подтверждает сделанное выше предположение, что причиной аномального поведения ПФ пика, наблюдавшегося в ряде двойных гетероструктур, может быть концентрационная неоднородность фотогенерированной плазмы. В свою очередь причина концентрационной неоднородности плазмы может быть связана с сильной интерфейсной рекомбинацией, как безызлучательной, так и излучательной, что приводит к уменьшению концентрации фотогенерированных носителей вблизи интерфейса.

Автор благодарен Д. Н. Мирлину, Г. Е. Пикусу и Е. Л. Ивченко за полезное обсуждение, Д. З. Гарбузову, П. С. Копьеву и Б. С. Явичу за предоставление образцов.

Список литературы

- [1] Абстрејтер Г., Кардона М., Пинчук А. Рассеяние света в твердых телах. В. 1 / Под ред. М. Кардона, Г. Гюнтеродт. М., 1986.
- [2] Nather H., Quagliano L. G. // J. Luminescz. 1985. V. 30. P. 50—64.
- [3] Merin N. D. // Phys. Rev. B. 1970. V. 4. N 5. P. 2362—2363.
- [4] Lindhard J. // Dan. Mat. Fys. Medd. 1954. V. 28. N 8.
- [5] Ансельм А. И. Введение в теорию полупроводников. М., 1978. 616 с.
- [6] Ивченко Е. Л., Пикус Г. Е., Расулов Р. Я. // ФТТ. 1984. Т. 26. В. 11. С. 3362—3368.
- [7] Ивченко Е. Л., Мирлин Д. Н., Решина И. И. // ФТТ. 1975. Т. 17. В. 8. С. 2282—2287.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе АН СССР
Ленинград

Получена 23.05.1990
Принята к печати 18.06.1990