

ГЕТЕРОПЕРЕХОД n -GaAs—ZnS В МДП ПРИБОРАХ

1. ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ГЕТЕРОПЕРЕХОДА

Ильичев Э. А., Олейник С. П., Матына Л. И.,
Варламов И. В., Липшиц Т. Л., Инкин В. Н.

Исследованы электрофизические свойства гетероперехода n -GaAs—ZnS: установлен механизм транспорта электронов в стационарном режиме, определены энергетический спектр и параметры ловушек в изолирующей пленке сульфида цинка, изучены модуляционные свойства гетероконтакта. Установлено, что ток в структуре (прямое включение) в интервале температур $100\div 500$ К и диапазоне полей $10^3\div 10^6$ В/см ограничивается объемом пленки ZnS, носит активационный характер, а при напряженности поля в пленке $\sim 10^6$ В/см процесс переноса отличается сменой омической полевой зависимости зависимостью Френкеля—Пула. Спектр ловушек в пленке ZnS характеризуется наличием локализованных состояний в интервалах энергий $0.23\div 0.25$, $0.56\div 0.58$, $0.80\div 0.82$ эВ. Изменение емкости МДП структуры ограничено перезарядкой уровней ~ 0.23 и ~ 0.80 эВ и характеризуется значением эффективной плотности поверхностных состояний $\sim (3\div 5)\cdot 10^{11}$ эВ $^{-1}$ ·см $^{-2}$.

Сегодня уже очевидно, что прогресс в полупроводниковой электронике неразрывно связан с решением проблемы управления свойствами межфазных границ. Несмотря на значительные успехи в освоении арсенида галлия и твердых растворов на его основе, работы, связанные с получением МДП приборов на GaAs, до сих пор не вышли за рамки лабораторных исследований. Причина этого — отсутствие подходящего диэлектрика и трудности формирования гетерограницы диэлектрик—полупроводник с низкой плотностью поверхностных состояний (N_{ss}), обеспечивающей приемлемые эксплуатационные характеристики [1]. В результате безуспешности предпринятых попыток сложилось мнение, что элементная база интегральных схем на GaAs может быть сформирована лишь на основе полевых транзисторов с затвором Шоттки [2]. Однако в последнее время безусловность этого суждения была поставлена под сомнение ввиду успехов, достигнутых в использовании «чистых» и изолирующих гетерослоев GaAlAs в качестве подзатворных диэлектриков МДП приборов [3, 4]. Препятствием для широкого внедрения полученных результатов являются технологические трудности, связанные с необходимостью получения гетерослоев строго контролируемого фазового состава и определенной структурной организации. Поэтому развитие альтернативных методов получения изолирующих слоев на GaAs, пригодных для разработки МДП элементной базы, сегодня представляется необходимым. В настоящей работе исследуются электрофизические свойства гетероконтакта n -GaAs—ZnS, который до сих пор, по нашим сведениям, систематически не изучался.

О б р а з ц ы

Для формирования МДП ячеек использовались эпитаксиальные структуры арсенида галлия с толщиной активного слоя $2\div 3$ мкм и концентрацией донорной примеси $\sim 5\cdot 10^{15}$ см $^{-3}$. Пленки сульфида цинка получали разложением хлоридных комплексов при осаждении из паровой фазы в интервале температур подложки $290\div 350$ °С [5]. Толщина пленок изменялась в диапазоне $0.05\div 0.2$ мкм. Площадь алюминиевого полевого электрода составляла $5\cdot 10^{-3}$ см 2 .

В комплекс электрофизических исследований входили исследования:
 — стационарного электронного транспорта в МДП структурах;
 — спектра ловушек в изолирующих структурно неупорядоченных пленках сульфида цинка;
 — модуляционных свойств гетероконтакта n -GaAs—ZnS.

Результаты эксперимента

Исследование стационарного «поперечного» транспорта электронов в гетероструктуре n -GaAs—ZnS показало, что при прямом («минус» на подложке) смещении в диапазоне полей $10^3 \div 10^6$ В/см и интервале температур $100 \div 500$ К указанный процесс носит активационный характер и контролируется объемом изолирующей пленки сульфида цинка. Температурные зависимости проводимости МДП структур в координатах $\ln i \sim f(1/kT)$ имеют два участка с характерными значениями энергии активации, зависящими от условий получения изолирующей пленки и напряженности поля в ней (рис. 1). В области слабых

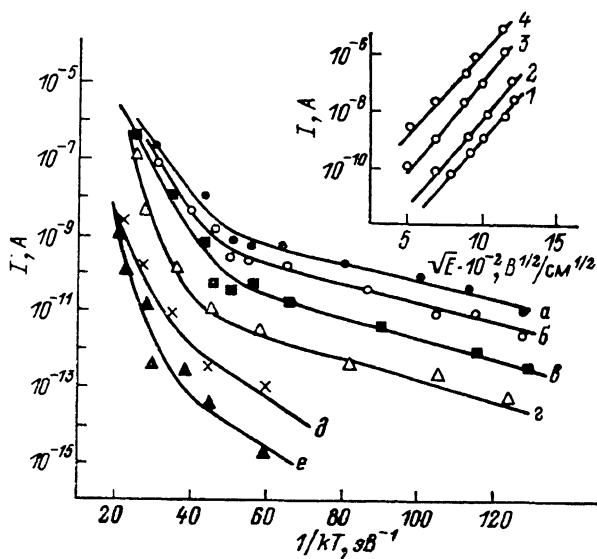


Рис. 1. Температурные и полевые зависимости проводимости МДП структур.

Для структуры I типа E, В/см: а — $1 \cdot 10^4$, б — $6 \cdot 10^4$, в — $4.6 \cdot 10^5$, д — $3.5 \cdot 10^5$; для структуры II типа E, В/см: е — $3 \cdot 10^3$, з — $3 \cdot 10^4$. Т, К: 1 — 145, 2 — 230, 3 — 300, 4 — 373.

полей (участок омической полевой зависимости) в интервале температур $100 \div 300$ К проводимость всех исследованных структур характеризуется значением энергии активации (E_a^{ex}), равным $0.20 \div 0.25$ эВ. При измерениях в температурном диапазоне $330 \div 500$ К величины энергий активации, характеризующие проводимость, существенно определяются температурами получения пленки. Так, для пленок сульфида цинка, осажженных в диапазоне температур подложки $290 \div 320$ °С (структуры I типа), значение E_a^{ex} составляет $0.58 \div 0.62$ эВ, а для ZnS, сформированного при $330 \div 350$ °С (структуры II типа), соответствующая величина имеет значение $0.80 \div 0.90$ эВ.

На стационарных ВАХ МДП структур при напряженности поля в пленке $\sim (4 \div 5) \cdot 10^4$ В/см (для структур I типа) либо $\sim (1 \div 2) \cdot 10^5$ В/см (для структур II типа) омическая полевая зависимость сменяется сверхлинейным ростом тока. На участке сверхлинейного роста тока (рис. 1) во всем исследованном интервале температур $100 \div 500$ К полевая зависимость наилучшим образом отвечает модели транспорта носителей по механизму Френкеля—Пула [6]:

$$i \sim \exp(-E_i/kT) \exp(\beta \sqrt{E} / kT),$$

где E — напряженность электрического поля. При этом для постоянной Пула—Френкеля получаются значения $\sim (2.5 \div 3.5) \cdot 10^{-4}$ эВ · см^{1/2}/В^{1/2}, хорошо соответ-

ствующие теоретическим оценкам: $\beta = (e^3 / \pi \epsilon \epsilon_0)^{1/2}$. Совместное использование результатов температурных и полевых измерений позволяет в рамках данной модели оценить глубину залегания (E_i) глубокого центра, через который идет эмиссия электронов: $E_i = E_a^c + \beta \sqrt{E}$, где E_a^c — энергия активации проводимости в области сильного поля. В интервале температур 330 ÷ 500 К транспорт определяется эмиссией с центров, расположенных ниже дна зоны проводимости ZnS на глубине 0.56 ÷ 0.58 эВ (для структур I типа) либо 0.80 ÷ 0.82 эВ (для структур II типа). В области температур 100 ÷ 330 К эмиссия Френкеля—Пула определяется уровнем 0.22 ÷ 0.24 эВ.

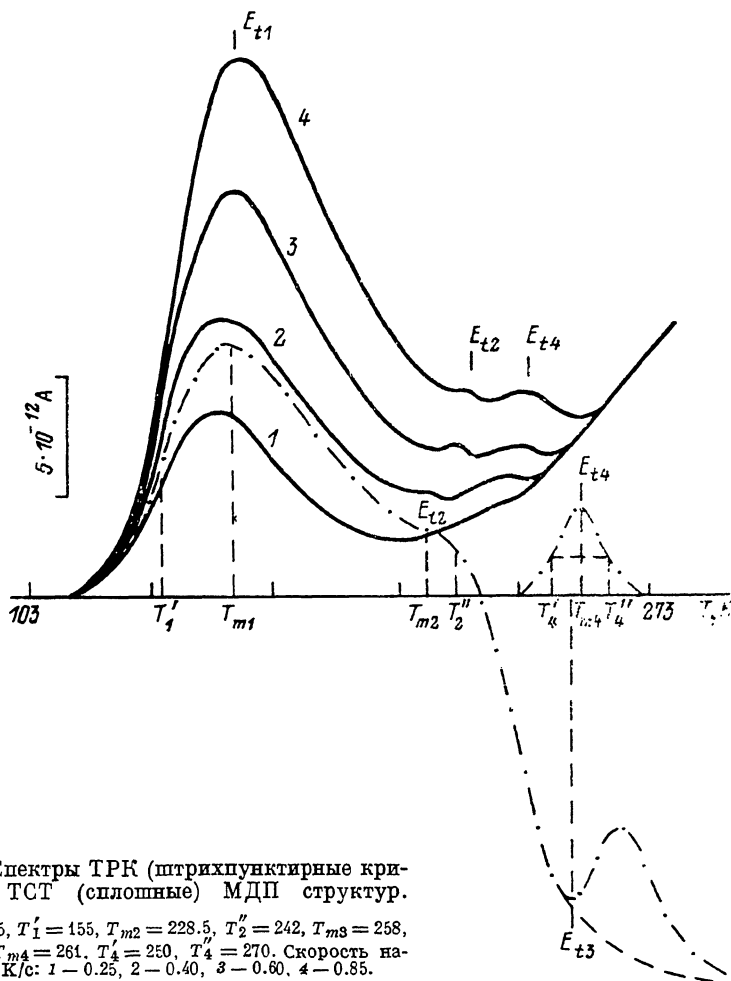


Рис. 2. Спектры ТРК (штрихпунктирные кривые) и ТСТ (сплошные) МДП структур.

$T_{m1} = 175.5$, $T'_1 = 155$, $T_{m2} = 228.5$, $T''_2 = 242$, $T_{m3} = 258$,
 $T_3 = 245$, $T_{m4} = 261$, $T'_4 = 250$, $T_4 = 270$. Скорость на-
 грева, К/с: 1 — 0.25, 2 — 0.40, 3 — 0.60, 4 — 0.85.

Удельное электрическое сопротивление пленок сульфида цинка, определенное на участке ВАХ с омической полевой зависимостью, при $T = 300$ К находится в интервале $5 \cdot 10^{11} \div 5 \cdot 10^{13}$ Ом·см, а электрическая прочность составляет $(1 \div 2) \cdot 10^6$ В/см.

Для «прямого» исследования спектра ловушек были использованы методы термического разряда конденсатора (ТРК) [7] и термостимулированного тока (ТСТ) [8]. Спектры ТРК и ТСТ приведены на рис. 2, а результаты их обработки — в таблице. Характер спектров и аналитические оценки показывают, что разряд ловушек протекает в условиях сильного перезахвата. При этом пики E_{t1} , E_{t2} и E_{t4} обусловлены разрядкой электронных ловушек с преобладающим уходом электронов в полупроводник.

«Отрицательная» полоса ТРК и пик E_{t3} обусловлены дрейфом термоактивированных электронов в металл. Появление пика E_{t4} в спектрах ТРК было эпизодическим и оно характерно только для структур I типа и лишь при отсутствии

«отрицательной» полосы. Кроме того, регистрация пика E_{t1} , а также E_{t3} и указанной полосы зачастую сопровождалась повышенным уровнем токовой неустойчивости, а соответствующие им состояния равновесно заполнялись носителями при охлаждении образцов.

Для оценки места локализации центров E_{t1} и E_{t2} по толщине изолирующей пленки было проведено зондирование структуры одиночными импульсами напряжения зарядки переменной длительности. При этом анализировалось

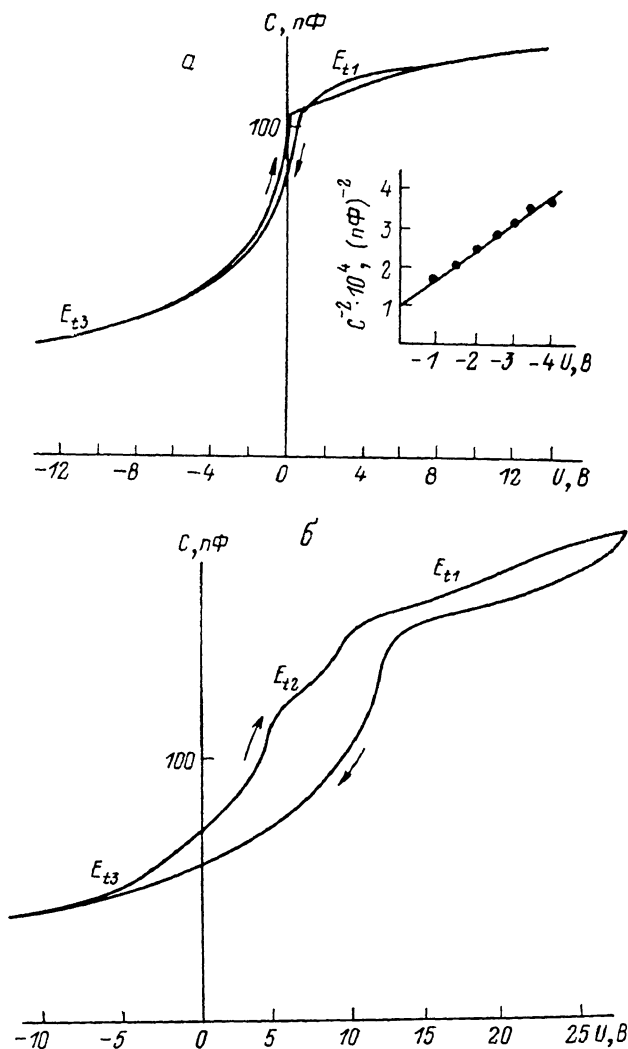


Рис. 3. Равновесные ВФХ МДП структур I (а) и II (б) типа при $T=300$ К.

Частота тестового сигнала 1 МГц; толщина изолирующей пленки, см: а — $\sim 1.9 \cdot 10^{-5}$, б — $\sim 7 \cdot 10^{-5}$.

изменение амплитуды пиков ТРК с уменьшением длительности импульсов зарядки вплоть до значений, меньших времени пролета ($\tau_{пр}$) пакета носителей через пленки известной толщины (L): $\tau_{пр} \approx L^2 / \mu U_3$, где μ — подвижность носителей; U_3 — амплитуда импульса зарядки. Из результатов следует, что центры E_{t1} и E_{t2} примерно однородно распределены по толщине изолирующей пленки.

Равновесные ВФХ МДП структур при $T=300$ К приведены на рис. 3. $C-V$ -кривые обеих структур смещены в область положительных напряжений, что свидетельствует о наличии отрицательного встроенного заряда. Перегибы на восходящем участке ВФХ (рис. 3, б) типичны для перезарядки глубоких центров в изолирующих слоях МДП структур. $C-V$ -кривая структур I типа

Параметры ловушек

Уровень	ТРК			ТСТ E_t , эВ	ВФХ		ВАХ E_t , эВ
	E_t , эВ	S_t , см ²	N_t , см ⁻³		E_t , эВ	S_t , см ²	
E_{t1}	0.23—0.25	$(6 \div 8) \cdot 10^{-21}$	$(3 \div 5) \cdot 10^{18}$	0.20—0.27	~0.23	~ 10^{-23}	0.22—0.24
E_{t2}	0.56—0.58	$(2 \div 5) \cdot 10^{-16}$	$(5 \div 7) \cdot 10^{17}$	0.55—0.57	—	—	0.56—0.58
E_{t3}	0.80—0.82	~ $2 \cdot 10^{-17}$	—	—	—	—	0.80—0.82
E_{t4}	1.15—1.17	—	~ $5 \cdot 10^{17}$	~1.17	—	—	—

(рис. 3, а) в области обеднения спрямляется в координатах $C^{-2} \sim f(U)$, что характерно для резких изотипных гетеропереходов в случае линейной зависимости поверхностного потенциала (φ_s) от напряжения на структуре [9].

Вид равновесных ВФХ, а также простые оценки (C_{max} ; C_{min}) указывают на то, что отсутствует инверсия проводимости приповерхностной области полупроводника, а наличие C_{min} связано с фиксацией уровня Ферми на глубоком

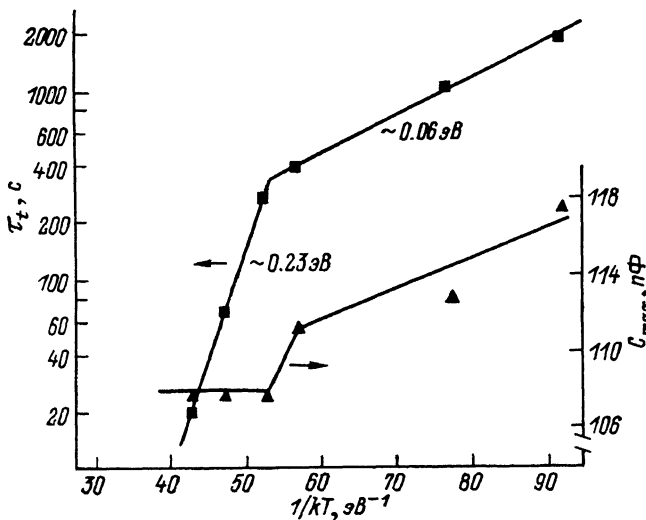


Рис. 4. Температурные изменения максимальной емкости МДП структуры (I тип) и времени жизни неравновесных носителей на ловушках.

ловушечном центре; при обогащающем напряжении отсутствует аккумуляция электронов; наблюдается обмен носителями между полупроводником и диэлектриком.

Последнее обстоятельство было использовано для изучения длинновременной релаксации неравновесной емкости структуры в диапазоне температур 100 ÷ 400 К в условиях предварительной стационарной зарядки. Зарядка термостатированной структуры осуществлялась увеличением напряжения смещения инжектирующей («минус» — на GaAs) полярности до некоторого фиксированного значения. Полагая, что релаксация емкости структуры определяется термогенерацией неравновесного заряда (Q_0) с ловушек изолирующего слоя и происходит согласно выражению $Q_i \approx Q_0 \exp(-\Delta t_i / \tau_i)$, находим значение времени жизни (τ_i), а затем, используя выражение $\tau_i = [S_t N_c V_T \exp(-E_t / kT)]^{-1}$, определяем энергетическое положение центра (E_t) и сечение захвата электрона (S_t) (Δt_i — временной интервал между «записью» и «опросом» ячейки, N_c — плотность состояний в зоне проводимости изолирующего слоя, V_T — тепловая скорость электронов).

Измерения показали (рис. 4), что в интервале температур 200 ÷ 300 К релаксация емкости МДП структур происходит с характерными временами (10 ÷ 300 с) и обусловлена изменением населенности уровня ~0.23 эВ с сечением захвата электронов ~ 10^{-23} см² (см. таблицу).

Совпадение результатов ряда независимых измерений (см. таблицу) дает основание утверждать, что в запрещенной зоне изолирующей пленки сульфида цинка существуют локализованные состояния в интервалах энергий $0.23 \div 0.25$, $0.56 \div 0.58$ и $0.80 \div 0.82$ эВ, которые однородно распределены по объему пленки и выступают в роли ловушек электронов. Положение центра E_{f1} коррелирует с данными для однозарядной вакансии серы $V_S^{[10]}$. Особенности поведения центра E_{f3} дают основания полагать, что он локализован в низкотемпературном оксиде мышьяка, расположенном на межфазной границе. Повышение температуры формирования пленок ZnS (структуры II типа) сопровождается сублимацией оксидов мышьяка, что приводит к уменьшению концентрации центров E_{f4} и исчезновению соответствующего пика в спектрах ТРК. Присутствие пика E_{f4} в спектрах ТСТ обусловлено протеканием разряда ловушек в условиях обратного смещения на структуре, что уменьшает заселенность уровня ~ 1.17 эВ и благоприятствует его проявлению.

Структуры I и II типа различаются степенью компенсации донорных центров и соответственно равновесным расположением уровня Ферми в запрещенной зоне ZnS: I — $0.58 \div 0.62$, II — $0.80 \div 0.90$ эВ. Это предполагает выполнение условий: $N_{f2} > N_a + N_{f3} - N_{f1}$ для структур I типа и $N_{f3} > N_a - N_{f1} - N_{f2}$ для структур II типа, где N_a — состояния в нижней части запрещенной зоны ZnS. Кроме того, N_{f2} (II) $>$ N_{f2} (I) (рис. 3). Следовательно, при N_{f1} (I) \approx N_{f1} (II) и N_{f3} (I) \approx N_{f3} (II) должно выполняться условие N_a (I) $<$ N_a (II), которое и определяет степень компенсации центров.

Особенности энергетического и концентрационного спектров ловушек изолирующей пленки определяют характер ВФХ и их различия для структур I и II типа. Согласно простым оценкам, $C_{max} = 114$ пФ (рис. 3, а), что меньше геометрической емкости изолирующей пленки $C_i = 163$ пФ ($d_{ZnS} = 1.9 \cdot 10^{-5}$ см, $\epsilon_{ZnS} = 7$ определено по значению β). Это свидетельствует о том, что поверхностный потенциал остается отрицательным при напряжении смещения обогащающей полярности. При этом значение φ_s составляет величину ~ 0.10 эВ; это соответствует емкости ОПЗ полупроводника ~ 340 пФ и полной емкости структуры $C = 110$ пФ, что близко по значению к C_{max} . Уровень Ферми на гетерогранице располагается относительно дна зоны проводимости ZnS на расстоянии ~ 0.37 эВ (разрыв зон $\Delta E_c = 0.17$ эВ [8]), положение уровня Ферми в квазинейтральной области GaAs ~ 0.10 эВ) и, таким образом, попадает в «хвост» состояний полосы с центроидом вблизи ~ 0.23 эВ. Следовательно, отсутствие аккумуляции электронов в приграничной области со стороны GaAs обусловлено перезарядкой центров $E_{f1} \approx 0.23$ эВ. Это подтверждается температурными измерениями релаксации емкости структуры (рис. 4).

Аналогичные оценки показывают, что наличие C_{min} связано с фиксацией уровня Ферми на границе вблизи состояний с $E_{f3} \sim 0.80$ эВ, а немонотонность $C-V$ -кривой (рис. 3, б), характерная для дискретных ловушечных состояний, обусловлена перезарядкой центров E_{f0} . Оценка по ВФХ величины заряда соответствует концентрации N_{f2} порядка $(6 \div 7) \cdot 10^{16}$ см $^{-3}$, что совпадает с данными измерений ТРК (см. таблицу). Отсутствие соответствующего перегиба на ВФХ структур I типа (рис. 3, а) связано с меньшей концентрацией центров E_{f2} .

Таким образом, характер модуляции емкости МДП структуры и ее температурная зависимость определяются ловушками, расположенными в объеме изолирующей пленки сульфида цинка, и характеризуются перемещением уровня Ферми на гетерогранице в энергетической щели между уровнями E_{f1} и E_{f3} , что соответствует изменению поверхностного потенциала на величину ~ 0.5 эВ. Эффективное значение N_{ss} , полученное приведением объемной концентрации центров E_{f2} к единице поверхности гетероконтакта, составляет (оценка «снизу») $\sim (3 \div 5) \cdot 10^{11}$ см $^{-2}$ эВ $^{-1}$. Указанное значение плотности поверхностных состояний позволяет надеяться на возможность создания МДП приборов на основе гетероконтакта n -GaAs—ZnS.

Авторы благодарны Э. А. Полторацкому за обсуждение и полезные замечания.

Список литературы

- [1] Gatos H. C., Lagovski J., Kazior T. E. // Japan. J. Appl. Phys. 1983. V. 22 (Suppl. 22-1). P. 11—19.
- [2] Арсенид галлия в микроэлектронике / Под ред. Н. Айнспрука, У. Уиссмена. М., 1988. 557 с.
- [3] Wolny M., Aguila T., Diconinck P., Moroni D., Andre J. P. // Electron. Lett. 1987. V. 23. N 21. P. 1127—1128.
- [4] Ильичев Э. А., Полторацкий Э. А. // ФТП. 1986. Т. 20. В. 10. С. 1782—1786.
- [5] Zharovsky L. F., Zavyalova L. V., Svechanikov G. S. // Thin Sol. Films. 1985. V. 128. N 3-4. P. 241—249.
- [6] Frenkel J. // Phys. Rev. 1938. V. 54. P. 657—659.
- [7] Ждан А. Г., Сандомирский В. Б., Ожередов А. Д. // ФТП. 1968. Т. 2. В. 1. С. 11—18.
- [8] Бьюб Р. Фотопроводимость твердых тел. М., 1962. 584 с.
- [9] Шарма Б. Л., Пурохит Р. К. Полупроводниковые гетеропереходы. М., 1979. 228 с.
- [10] Илюхина З. П., Панасюк Е. И., Туницкая В. Ф., Филина Т. Ф. // Тр. ФИ АН СССР. 1972. Т. 59. С. 38—63.

Научно-исследовательский институт
физических проблем
им. Ф. В. Лукина
Москва

Получена 25.07.1989
Принята к печати 14.12.1989
