

ИЗГИБ ЗОН В АРСЕНИДЕ ГАЛЛИЯ ПРИ ФОРМИРОВАНИИ ОМИЧЕСКОГО КОНТАКТА (ОПТИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ)

Берковиц В. Л., Львова Т. В., Хасиева Р. В.

Исследовалось поведение изгиба зон в полупроводнике при формировании омического контакта в системе Ga—GaAs (110). Использовался арсенид галлия *n*- и *p*-типа проводимости разного уровня легирования. Диагностика изгиба зон осуществлялась с помощью поляризационных спектров отражения поверхностей (110), которые регистрировались после отжига структур Ga—GaAs при различных температурах и последующего удаления металла. При термообработке часть полупроводника растворяется в жидком галлии и рекристаллизуется в неупорядоченный слой при высокой скорости охлаждения. Анализ полученных спектров показывает, что величина изгиба зон в кристаллически совершенном полупроводнике под неупорядоченным слоем зависит от толщины последнего. Установлено, что в легированном GaAs при толщинах неупорядоченного слоя ~ 0.1 ширины области объемного заряда эта величина значительно уменьшается, что способствует возникновению омического контакта. Обнаруженные явления на качественном уровне соответствуют модели омического контакта, основанной на существовании между металлом и полупроводником сильно неупорядоченного или аморфного слоя.

Введение. Технология создания омических контактов к полупроводникам $A^{III}B^V$ достаточно разработана (см., например, обзоры [1-3]). В то же время физическая природа таких контактов, а также процессы, приводящие к их образованию, все еще остаются непонятыми в должной мере.

Используемые способы получения вплавных омических контактов предусматривают создание у поверхности полупроводника либо области сильного легирования, либо узкозонного варизонного слоя. Не существует, однако, общепринятой разработанной модели, пригодной для количественных расчетов таких систем. Дело в том, что как подготовка поверхности кристалла различными способами, так и сам процесс вплавления неизбежно приводят к сильному возмущению приконтактной области полупроводника. Структурные исследования, проводимые с использованием широкого набора средств (рентген, дифракция электронов, электронная микроскопия и т. д.), обнаруживают сильную разупорядоченность или даже аморфизацию полупроводника под металлом [2, 4]. Основной вопрос, по-видимому, и заключается в том, в какой мере и каким образом эта возмущенная область может влиять на свойства контакта. Проблему трудно решить, очевидно, полагаясь лишь на данные экспериментальных измерений.

В настоящей работе предпринята попытка исследовать формирование вплавного омического контакта нетрадиционным оптическим методом. Мы использовали методику поляризационного оптического отражения, которая, как было показано [5], может быть весьма эффективной для диагностики величины изгиба энергетических зон у поверхности полупроводников $A^{III}B^V$. Цель работы — изучить поведение изгиба зон в полупроводнике под возмущенным слоем по мере образования этого слоя на разных стадиях формирования омического контакта.

Исследования выполнялись на структурах Ga—GaAs, в которых ранее [6] был обнаружен переход от выпрямляющего контакта к омическому в процессе непрерывного нагревания.

Поскольку галлий — компонент GaAs, формирование омического контакта в системе Ga—GaAs не связано, очевидно, с образованием сильно легированного слоя или слоя твердого раствора с меньшей шириной запрещенной зоны. В то же время упоминавшееся возмущение области полупроводника вблизи металла имеет место и, по-видимому, играет определяющую роль в образовании омического контакта.

Методика эксперимента

Используемая оптическая методика состоит в регистрации эффекта поляризации анизотропии оптического отражения, вызываемого действием приповерхностного электрического поля E_s , которые возникают при изгибе энергетических зон у поверхности и связано с величиной изгиба eV и концентрацией примеси N соотношением

$$E_s = \left| \frac{2eV}{\epsilon \epsilon_0} N \right|^{1/2}, \quad (1)$$

где ϵ — статическая диэлектрическая проницаемость полупроводника.

Эффектом анизотропии оптического отражения обладают поверхности (110) и (001) GaAs [7]. В случае поверхности (110) эффект состоит в том, что выше края фундаментального поглощения в области прямых межзонных переходов E_1 и $E_1 + \Delta_1$ коэффициенты отражения R_{\parallel} и R_{\perp} для света, поляризованного соответственно вдоль двух ортогональных осей [110] и [001], оказываются неравными друг другу. Установлено [8], что электрическое поле напряженностью $E_s \geq 5 \cdot 10^4$ В/см, возникающее в GaAs при $eV \approx 0.8$ эВ и $N \geq 1 \times 10^{16}$ см⁻³, дает обнаруживаемый вклад в этот эффект. Количественные исследования [9] показывают, что для поверхности (110) в области перехода E_1 относительная величина эффекта анизотропии, наведенного только электрическим полем, пропорциональна E_s^2 и, таким образом, линейно зависит от eV и N . Для поверхности (100) такие данные отсутствуют, поэтому в наших экспериментах использовались кристаллы, ориентированные в плоскости (110).

В экспериментах регистрировались поляризационные спектры отражения (ПСО), т. е. спектральные зависимости относительной величины эффекта анизотропии [9]

$$\frac{\Delta R}{R} = \frac{R_{\parallel} - R_{\perp}}{R}, \quad (2)$$

где R_{\parallel} и R_{\perp} — коэффициенты отражения для света с поляризациями соответственно $E \parallel [110]$ и $E \parallel [001]$, а $R = (R_{\parallel} + R_{\perp})/2$.

При регистрации использовалась модуляция линейной поляризации падающего света относительно указанных направлений. Нормировка сигнала ΔR осуществлялась с помощью поддержания среднего фототока ФЭУ на постоянном уровне.

Исследуемые структуры изготавливались на основе пластин GaAs n - и p -типа с уровнем легирования $1 \cdot 10^{16} - 2 \cdot 10^{18}$ см⁻³ в n -материале и $2 \cdot 10^{18}$ см⁻³ в p -материале. На поверхность (110) пластин электрохимически осаждался слой галлия толщиной 30 ± 5 мкм. На обратной стороне впаивалось несколько базовых омических контактов. Пластина с осажденным галлием делилась на несколько структур, идентичность которых исключала разброс экспериментальных данных, связанный с погрешностью определения толщины галлия и влиянием предварительной обработки поверхности полупроводника. Все полученные таким образом структуры были исходно выпрямляющими. Каждый образец подвергался однократной термообработке в течение 2 мин при фиксированной температуре в атмосфере гелия. В процессе термообработки структуры верхний слой полупроводника растворяется в жидком галлии ($T_{\text{пл}} = 29.8$ °C) и рекристаллизуется при последующем охлаждении. Толщина рекристаллизованного (растворенного) слоя зависит от количества металла и температуры отжига [10]. В экспериментах желаемая толщина рекристаллизованного слоя обеспечивалась выбором температуры отжига, которая приближенно расчи-

тывалась по данным работы [10]. Диапазон изменения температуры 200–500 °С. Скорость охлаждения структур ≥ 10 град/мин.

После отжига при комнатной температуре измерялись вольтамперные характеристики структур и регистрировались поляризационные спектры отражения. Перед регистрацией ПСО галлий удалялся с исследуемой поверхности соляной кислотой.

Экспериментальные результаты.

На рис. 1 (кривая *a*) показан спектр обычной поверхности GaAs (110) *n*-типа с $N \approx 2 \cdot 10^{17}$ см⁻³. Этот спектр имеет характерный вид двугорбой кривой в области переходов E_1 и $E_1 + \Delta_1$, описанный в [8]. Отжиг структур на основе этого материала при температурах ≤ 340 °С и последующее удаление Ga практически не вызывают изменений в ПСО (рис. 1, кривая *a*). Повышение температуры отжига ≥ 350 °С вызывает изменения исходного спектра (рис. 1, кривая *a*), которые наиболее заметны в области пика E_1 поляризационного сигнала. Так, в интервале температур 360–420 °С заметен рост пика E_1 (рис. 1,

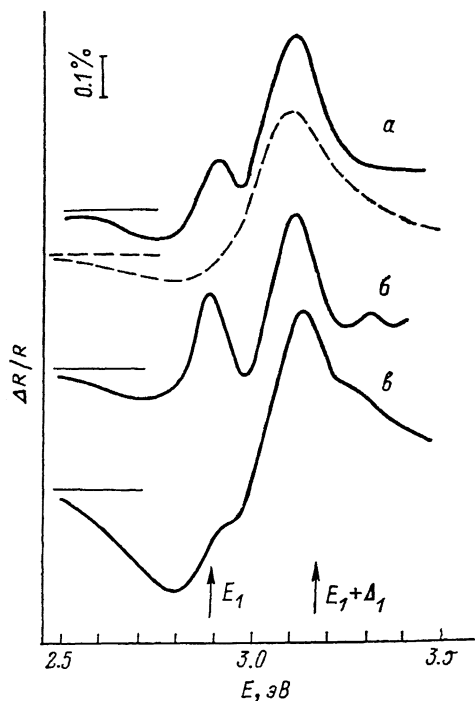


Рис. 1. Поляризационные спектры отражения *n*-GaAs (110) ($N \approx 2 \cdot 10^{17}$ см⁻³).

a — до нанесения галлия; *б*, *в* — после отжига структур соответственно при температурах 360 и 460 °С. Штриховая линия — спектр слабо легированного *n*-GaAs ($N \approx 7 \cdot 10^{15}$ см⁻³).

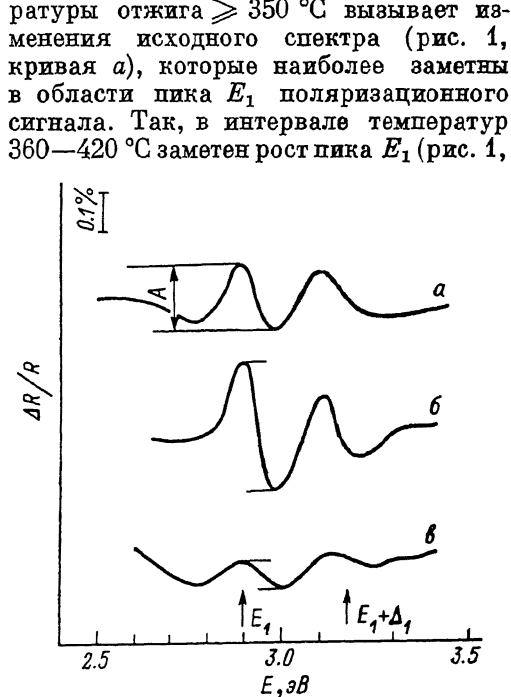


Рис. 2. Поляризационные сигналы, вызванные действием электрического поля E_z (разности ПСО) в *n*-GaAs.

a — до нанесения металла; *б*, *в* — после отжига структур при 360 и 460 °С. Амплитуда *A* указана стрелкой.

кривая *б*), который сменяется его плавным уменьшением в интервале 420–460 °С. На ПСО (рис. 1, кривая *в*) ($T_{отж} = 460$ °С) он уже значительно меньше, чем на исходном спектре (рис. 1, кривая *a*). Наконец, после отжига при 480 °С пик сигнала E_1 становится практически неразличим, при этом наблюдается увеличение общей амплитуды сигнала $\Delta R/R$. Небольшое увеличение сигнала переходов $E_1 + \Delta_1$ заметно уже на рис. 1 (кривая *в*). Вольтамперные характеристики этих структур переходили в омические после отжига при температурах ~ 460 °С. Дальнейшее повышение температуры отжига приводило к увеличению наклона $I-U$ -характеристики, т. е. к уменьшению сопротивления контакта.

В спектральной области вблизи перехода E_1 ПСО GaAs (110) наиболее чувствительны к действию приповерхностного поля E_z [8]. Как показано в [8], сигналы $\Delta R/R$, вызванные действием только поля E_z , можно получить, вычитая из спектра легированного кристалла ПСО слабо легированного кристалла с $N \approx 7 \cdot 10^{15}$ см⁻³ (рис. 1, штриховая линия).

Разностные ПСО, полученные для кристалла n -GaAs ($N \approx 2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$) и соответствующие условиям термообработки (рис. 1, кривые б, в), представлены на рис. 2. Они представляют собой типичные поляризационные сигналы $\Delta R/R$, вызванные действием электрического поля разной величины [9]. На рис. 2, а показана амплитуда сигнала A , пропорциональная E_s^2 [9]. Видно что по мере повышения температуры отжига E_s изменяется немонотонно: сначала растет (рис. 2, кривая б), затем уменьшается (рис. 2, кривая в).

Похожим образом видоизменяются обычные и разностные ПСО при поэтапном отжиге структур на основе p -GaAs. В этом случае, однако, не обнаружено возрастания пика сигнала E_1 при температурах 350—420 °С. Установлено также, что для получения омической $I-U$ -характеристики в структурах с p -GaAs требуется более высокая скорость охлаждения после отжига (~ 50 град/мин), чем для структур с n -GaAs (~ 10 град/мин).

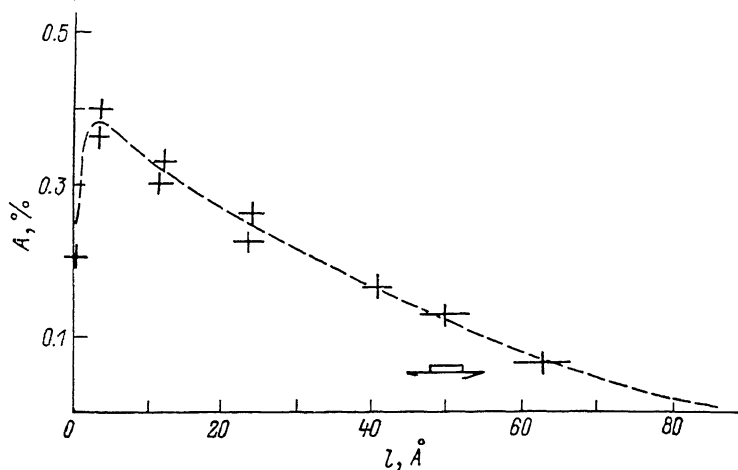


Рис. 3. Зависимость амплитуды A от толщины рекристаллизованного слоя l для n -GaAs (110) ($N \approx 2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$).

В условиях экспериментов температура отжига ≈ 360 °С соответствует началу образования рекристаллизованного слоя (толщина порядка постоянной решетки). Именно при этих температурах появляются и изменения в ПСО. Естественно, таким образом, связать наблюдаемые при дальнейшем повышении температуры изменения спектров с ростом толщины рекристаллизованного слоя. При этом необходимо учесть следующие обстоятельства. При используемых высоких скоростях охлаждения рекристаллизованный слой в основном разупорядочен (для эпитаксиального роста необходима скорость ~ 1 град/мин). Такой слой практически не будет оказывать влияния на величину $\Delta R/R$, если толщина его остается существенно меньше глубины проникновения света в кристалл, которая в рассматриваемой спектральной области ≥ 20 нм. Действительно, сам характер ПСО практически не меняется вплоть до температур отжига ≈ 460 °С (толщина рекристаллизованного слоя ~ 0.4 нм). В этих условиях можно предположить, что наблюдаемые изменения величины A практически отражают изменения электрического поля E_s в совершенном полупроводнике под рекристаллизованным слоем. При толщинах, сравнимых с глубиной проникновения света, рекристаллизованный слой начинает влиять на ПСО, вызывая, в частности, увеличение общей амплитуды сигнала и искажение формы. В дальнейшем будем рассматривать только ПСО характерной формы типа представленного на рис. 1, а и обычной амплитуды $\sim 0.5\%$. Именно на основе анализа таких спектров делаются основные выводы нашей работы.

На рис. 3 приведена определенная экспериментально зависимость амплитуды A от толщины рекристаллизованного слоя l для структур на основе n -GaAs ($N \approx 2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$). График состоит из двух участков. На начальном участке при температурах отжига, соответствующих толщинам порядка 1—3 постоянных решетки, A возрастает примерно в 1.8 раза. Дальнейшее увели-

чение толщины вызывает плавное уменьшение A . Широкая стрелка на рис. 3 показывает значения толщин, при которых вольтамперные характеристики структур становятся омическими.

Как видно из графика, нулевому значению амплитуды сигнала электрического поля соответствует толщина рекристаллизованного слоя $\approx 80 \text{ \AA}$. В исследуемом материале с $N \approx 2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ эта величина составляет ~ 0.1 ширины слоя объемного заряда.

Обсуждение результатов

Как указывалось, наиболее распространенные представления о сильно легированном или варизонном слое, по-видимому, не объясняют формирование омического контакта в рассматриваемой системе Ga—GaAs. Существует также модель омического контакта, предложенная в [11] и основанная на формировании под металлом тонкого разупорядоченного или даже аморфного слоя полупроводника. Согласно [11], если в таком слое разупорядоченность плавно уменьшается в направлении от металла к полупроводнику, то при его доста-

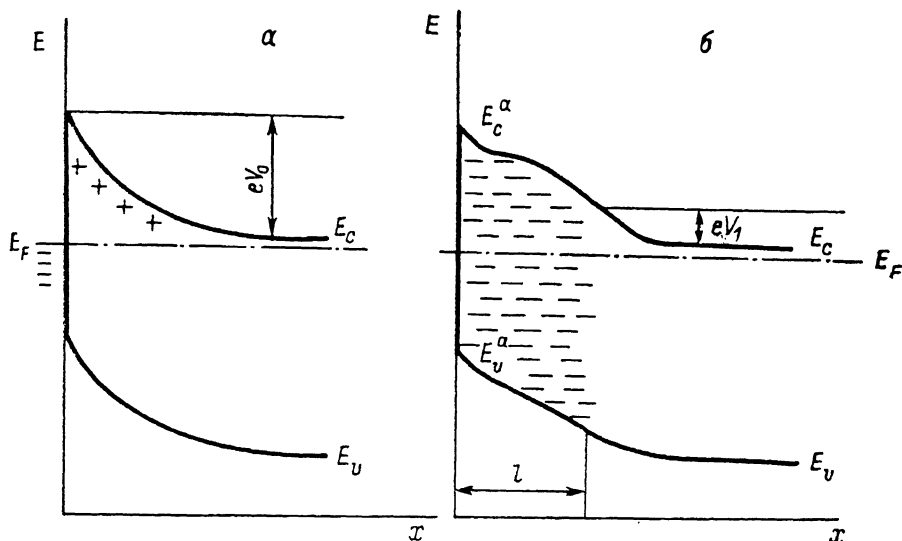


Рис. 4. Энергетические диаграммы n -GaAs до (а) и после (б) образования аморфизированного слоя l с плавным уменьшением беспорядка.

Локализованные состояния неупорядоченного полупроводника показаны штрихами (из [11]).

точной ширине энергетический барьер в полупроводнике может стать пренебрежимо малым. Контакт металл—аморфный полупроводник полагается при этом омическим.

Наблюдаемые нами явления на качественном уровне соответствуют этим представлениям. У обычной поверхности GaAs существуют энергетический барьер и изгиб зон eV_0 , вызванный закреплением уровня Ферми поверхностными состояниями большой плотности (рис. 4, а). Холодное нанесение металла, как известно, практически не изменяет величины eV_0 . В поляризационных спектрах отражения ситуация на рис. 4, а соответствует кривой a на рис. 1, в разностных ПСО — определенной величине $A_0 \sim eV_0$. Такие спектры регистрируются от поверхности кристалла до нанесения металла и после отжига при температурах $\leq 340^\circ \text{C}$, когда не возникает рекристаллизованный слой.

На рис. 4, б (из [11]) показана структура зон в случае, когда у поверхности полупроводника образовался аморфизированный слой с плавным уменьшением беспорядка. Заряд поверхности распределился по локализованным состояниям неупорядоченного слоя. Это привело к уменьшению изгиба зон в кристаллически совершенном полупроводнике: eV_1 на рис. 4, б существенно меньше eV_0 . При дальнейшем увеличении ширины неупорядоченного слоя изгиб зон

становится пренебрежимо малым и контакт переходит в омический. Согласно [11] протекание тока в структуре (рис. 4, б) может быть обусловлено прыжковым механизмом с участием фононов или многократным туннелированием с рекомбинацией на состояниях ловушек.

Рис. 4, б объясняет уменьшение величины A в основной части рис. 3. При этом необходимо предположить, что в наших условиях рекристаллизованный слой представляет собой область с плавным уменьшением беспорядка, т. е. является аналогом слоя l (рис. 4, б). Данное предположение представляется вполне естественным, поскольку, как указывалось, используемые высокие скорости охлаждения заведомо не обеспечивают эпитаксиального роста качественного слоя. Предположение о разупорядоченности рекристаллизованного слоя подтверждают и наблюдаемые при толщинах $\geq 80 \text{ \AA}$ искажения формы спектра и возрастание амплитуды сигнала $\Delta R/R$. В то же время, так как охлаждение происходит не мгновенно, резкой границы между неупорядоченной областью и кристаллическим полупроводником не образуется. Таким образом, рост рекристаллизованного слоя эквивалентен увеличению ширины области с плавным уменьшением беспорядка в модели [11], что должно приводить к уменьшению величины eV (а значит, и A) и образованию омического контакта.

Концентрацию локализованных состояний N_l в рекристаллизованном слое шириной l можно оценить из условия электронейтральности [11], которое выполняется, если изгиб зон станет равным 0,

$$lN_l = WN, \quad (3)$$

где W — ширина слоя объемного заряда, N — концентрация носителей в кристаллической части полупроводника. Для нашего случая $N_l \simeq 2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ($l \simeq 100 \text{ \AA}$, $N \simeq 2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, $W \simeq 1000 \text{ \AA}$), что представляется вполне разумным.

Возрастание сигнала электрического поля на начальном участке графика (рис. 3) коррелирует с отмеченными фактами [12, 13] увеличения высоты барьера в диодах Шоттки после термообработки. В нашем случае, однако, если связывать рост A только с eV , эффект существенно больше. Мы склонны полагать, что почти двукратное возрастание A , скорее, связано с ионизацией глубоких примесей при небольшом росте eV . Ими могли бы быть, например, антиструктурные дефекты As_{Ga} , концентрация которых в объемном материале $n\text{-GaAs}$ обычно достаточно высока ($\sim 10^{17} \text{ см}^{-3}$). Отметим, что на более чистых образцах GaAs с $N \simeq 10^{16} \text{ см}^{-3}$ рост A не превышал 20 %.

В исследуемой системе Ga-GaAs возмущение полупроводника, возникающее в процессе формирования омического контакта, сводится к нарушению кристаллического совершенства в слое под металлом. Используя оптическую методику, удалось непосредственно наблюдать уменьшение изгиба зон в кристаллически совершенной области кристалла по мере роста у поверхности рекристаллизованного неупорядоченного слоя. В результате экспериментально показано, что в легированных полупроводниках создание такого слоя толщиной порядка $\sim 100 \text{ \AA}$ приводит к уменьшению изгиба зон до пренебрежимо малых значений и образованию омического контакта.

Авторы выражают благодарность В. Н. Бессолову, В. А. Киселеву, В. И. Сафарову и Б. В. Царенкову за интерес к работе и полезные обсуждения.

Список литературы

- [1] Rideout V. L. // Sol. St. Electron. 1975. V. 18. N 6. P. 541—550.
- [2] Sharma B. L. // Semicond. a. Semimet. 1981. V. 15. P. 1—38.
- [3] Либов Л. Д., Мескин С. С., Наследов Д. Н., Седов В. Е., Царенков Б. В. // ПТЭ. 1985. № 4. С. 746—757.
- [4] Magee T. J., Peng J. // Phys. St. Sol. (A). 1975. V. 32. N 2. P. 695—700.
- [5] Берковиц В. Л., Киселев В. А., Минашвили Т. А., Сафаров В. И. // ФТП. 1988. Т. 22. В. 1. С. 66—71.
- [6] Гольдберг Ю. А., Ильина М. В., Поссе Е. А., Царенков Б. В. // ФТП. 1988. Т. 22. В. 3. С. 555—558.

- [7] Acosta-Ortiz S. E., Lastras-Martinez A. // Sol. St. Commun. 1987. V. 64. N 5. P. 809—811.
- [8] Берковиц В. Л., Макаренко И. В., Минашвили Т. А., Сафаров В. И. // ФТП. 1986. Т. 20. В. 6. С. 1037—1041.
- [9] Берковиц В. Л., Гольдберг Ю. А., Львова Т. В., Поссе Е. А., Хасиева Р. В. // ФТП. 1990. Т. 24. В. 2. С. 353—358.
- [10] Perea E. H., Fonstad C. G. // J. Electrochem. Soc. 1980. V. 127. N 2. P. 313—315.
- [11] Sebestyén T. // Sol. St. Electron. 1982. V. 25. N 6. P. 543—550.
- [12] Sinha A. K., Smith T. E., Read M. H., Poate J. M. // Sol. St. Electron. 1976. V. 19. N 6. P. 489—492.
- [13] Гольдберг Ю. А., Лаперашвили Т. А., Накашидзе Г. А., Царенков Б. В. // Письма ЖТФ. 1982. Т. 8. В. 14. С. 866—869.

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

Получена 18.01.1990
Принята к печати 23.01.1990