

УДК 621.315.592

ИССЛЕДОВАНИЕ КРАЕВОГО ПОГЛОЩЕНИЯ СВЕТА В ЛЕГИРОВАННОМ GaAs ПРИ КОМНАТНОЙ ТЕМПЕРАТУРЕ

Гуревич С. А., Федорович А. Е., Федоров А. В.

В образцах GaAs *n*- и *p*-типа ($T=300$ К) измерены зависимости спектров оптического пропускания от интенсивности падающего света, когда энергия квантов накачки $\hbar\omega < E_g$ (GaAs). При увеличении интенсивности накачки в диапазоне $I = (1 \div 5 \cdot 10^8)$ Вт/см² наблюдалось частичное просветление образцов: при больших мощностях уровень нелинейного пропускания был на 3–15 % больше, чем в линейном режиме. Наблюдаемое просветление объясняется экранированием электрон-примесного и электрон-электронного взаимодействий свободными носителями заряда, полученными при оптической накачке полупроводника. В разностных спектрах поглощения $\delta\alpha = \alpha - \alpha_n$ (α и α_n — линейный и нелинейный спектры поглощения соответственно) при энергиях кванта $\hbar\omega < E_g$ обнаружены узкие максимумы, которые для образцов *n*-GaAs обусловлены оптическими переходами из валентной зоны на доноры, а для *p*-GaAs — переходами акцептор—зона проводимости. Рассмотрено влияние эффектов сужения зоны Мосса—Бурштейна и изменения энергии ионизации примеси на вид разностных спектров при различных концентрациях примеси.

Для физики полупроводников и прикладных задач оптоэлектроники большой интерес представляет энергетическая структура легированных материалов. Одним из методов ее изучения является измерение краевого поглощения света. Однако интерпретация экспериментальных результатов, полученных при комнатных температурах, сопряжена с серьезными трудностями. Они обусловлены тем, что в полный коэффициент поглощения α при энергиях фотонов $\hbar\omega < E_g$ (E_g — ширина запрещенной зоны) дают вклад несколько одновременно действующих механизмов. В зависимости от типа легирования это могут быть переходы из валентной зоны на донорные уровни, с акцепторных уровней в зону проводимости [1], с акцепторных уровней на донорные [2]. В коэффициент поглощения вносят вклад также переходы в состояния связанного экситона [3] и межзонные процессы, при которых дефицит энергии $\Delta = E_g - \hbar\omega > 0$ компенсируется за счет поглощения фононов [4] или кинетической энергии свободных носителей заряда [5]. Ситуация еще больше осложняется тем, что на α оказывают влияние такие концентрационные эффекты, как сужение запрещенной зоны [6], эффект Бурштейна—Мосса [7, 8], экранирование примесного и электрон-электронного взаимодействий [9, 10].

Межзонные процессы, которые вносят основной вклад в краевое поглощение при комнатной температуре, в значительной степени маскируют особенности поглощения, связанные с примесными и экситонными уровнями. В связи с этим представляет интерес задача об исключении из α вклада от межзонных процессов α_n . Ее решение позволило бы на основе изучения разностного спектра $\Delta\alpha = \alpha - \alpha_n$ сделать вывод о существовании в запрещенной зоне полупроводника связанных электронных и экситонных состояний и проследить за их изменением в зависимости от уровня легирования материала.

В нашей работе предлагается для решения этой задачи использовать эффект экранирования электрон-примесного и электрон-электронного взаимодействий неравновесными носителями заряда, полученными в результате оптической

накачки полупроводника светом с $\hbar\omega < E_g$.¹ Известно (см., например, [11, 12]), что, начиная с некоторой концентрации свободных носителей, в одиночном экранированном кулоновском потенциале не могут существовать связанные электронные состояния. Следовательно, при достаточно больших интенсивностях света накачки исчезнут дискретные примесные и экситонные уровни, а также их вклад в полный коэффициент поглощения. Поэтому измеренный для таких интенсивностей спектр нелинейного поглощения α_n будет приблизительно совпадать со спектром α_m . Совпадение тем точнее, чем слабее зависимость α_m от интенсивности света. Если теперь из обычного (линейного) спектра поглощения α вычесть α_n , то в полученной величине $\delta\alpha = \alpha - \alpha_n \cong \Delta\alpha$ вклад от межзонных процессов будет в значительной степени компенсирован. Так как в случае оптической накачки с $\hbar\omega < E_g$ источником неравновесных носителей

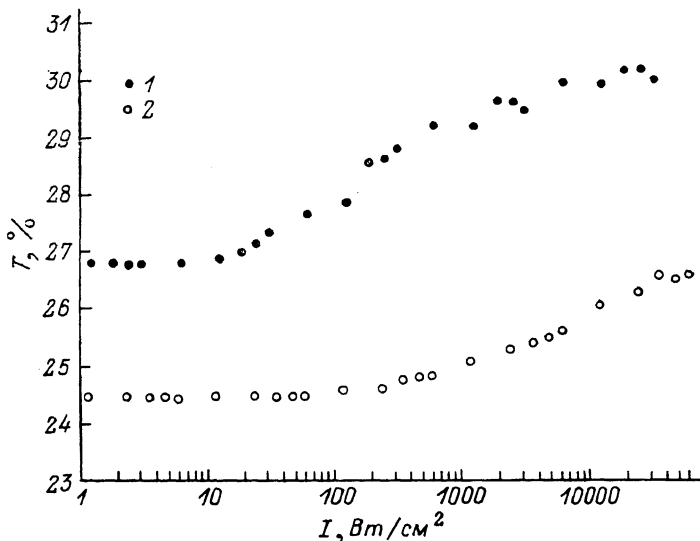


Рис. 1. Зависимость пропускания образцов *n*- и *p*-GaAs от интенсивности падающего света (300 К).

1 — $n=6.2 \cdot 10^{18}$, толщина образца 40 мкм, $\hbar\omega=1.395$ эВ. 2 — $p=5.0 \cdot 10^{17}$, толщина образца 75 мкм, $\hbar\omega=1.385$ эВ.

являются маскирующие межзонные механизмы поглощения, то на зависимости $\delta\alpha$ от интенсивности света I должна иметь место характерная ступенька насыщения.

В нашей работе исследовался край поглощения GaAs *n*- и *p*-типа при комнатной температуре. В экспериментах в качестве источника света использовался полупроводниковый гетеролазер, работавший в импульсном режиме с длительностью импульса $\tau_n \approx 100$ нс. Излучение фокусировалось на образец в пятно размером $3 \cdot 100$ мкм при помощи оптической системы. Плотность падающей мощности I варьировалась фильтрами в пределах $1 \div 5 \cdot 10^5$ Вт/см². Спектральное положение линии перестраивалось в диапазоне $\hbar\omega \approx 1.37 \div 1.41$ эВ за счет изменения температуры лазерного диода. Приемником излучения служил фотодиод, помещенный за образцом.

Экспериментальные образцы представляли собой пластинки GaAs ориентации (100), толщиной $30 \div 100$ мкм, легированные Te или Zn. Концентрации свободных носителей заряда, измеренные методом Холла, лежали в диапазоне: $n=6.2 \cdot 10^{18} \div 2.8 \cdot 10^{18}$ см⁻³ (Te), $p=1.5 \cdot 10^{17} \div 4.8 \cdot 10^{18}$ см⁻³ (Zn). На обе поверхности пластинок наносились антиотражающие покрытия из Si₃N₄, что позволяло уменьшить коэффициент отражения до $\approx 1\%$. Тем самым устранялись

¹ Необходимые для экранирования концентрации неравновесных свободных носителей могут быть созданы и другими способами, например за счет инжекции или межзонной генерации электронно-дырочных пар источником света с $\hbar\omega > E_g$.

интерференционные эффекты, а также влияние света, отраженного от образца, на работу лазера.

Для определения линейного и нелинейного коэффициентов поглощения в указанной ранее спектральной области были измерены зависимости пропускания T от интенсивности падающего на образец света I при разных энергиях

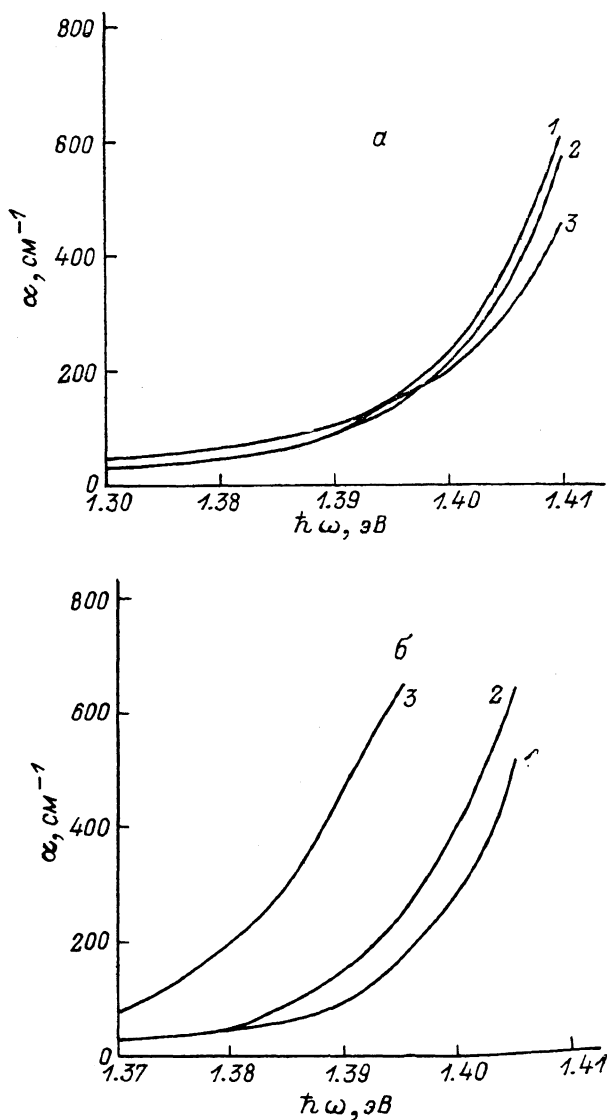


Рис. 2. Спектры краевого поглощения n -GaAs (а) и p -GaAs (б) при различных уровнях легирования (300 К).

а) 1 — $n=6.2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, 2 — $n=4.7 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, 3 — $n=2.8 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$. б) 1 — $p=1.5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, 2 — $p=5.0 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, 3 — $p=1.8 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$.

кванта накачки. На рис. 1 в качестве примера приведены такие зависимости для двух образцов n - и p -GaAs. Видно, что в диапазоне $I=10 \div 10^5 \text{ Вт/см}^2$ имеет место просветление материала (пропускание растет с увеличением интенсивности). Для всех образцов, за исключением двух наиболее сильно легированных с $n=2.8 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ и $p=4.8 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, на кривых $T(I)$ отчетливо наблюдались три характерных участка. При малых интенсивностях света пропускание было постоянным (это соответствует линейному поглощению): $T=T_x$. Затем с ростом I происходило нелинейное увеличение T , но, начиная с некоторого значения интенсивности I_0 , зависевшего от энергии кванта света, типа

и уровня легирования образца, пропускание, достигая насыщения, снова становилось постоянным: $T = T_n > T_x$. Глубина просветления $T_n - T_x$ для всех образцов n - и p -типа в рассматриваемой спектральной области не превышала 15 % от T_x .

Полученные зависимости позволяют предположить, что имеются две группы механизмов краевого поглощения света. К первой относятся процессы, внося-

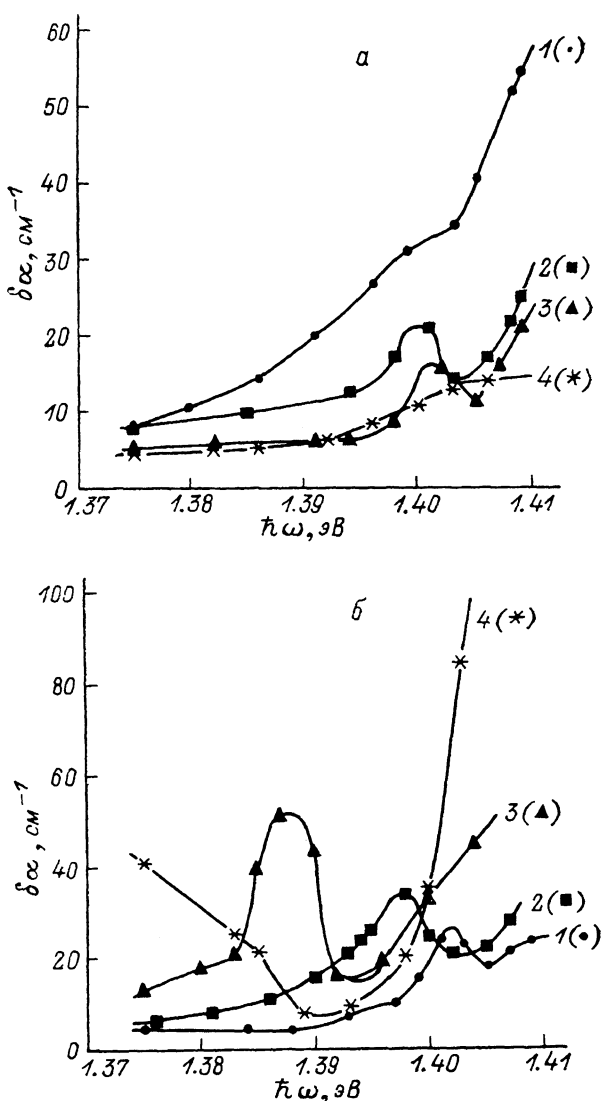


Рис. 3. Спектры $\delta\alpha = \alpha - \alpha_n$ для образцов n -GaAs (а) и p -GaAs (б) при различных уровнях легирования (300 К).

а) 1 — $n = 6.2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, 2 — $n = 1.6 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, 3 — $n = 4.7 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, 4 — $n = 2.8 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$. б) 1 — $p = 1.5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, 2 — $p = 5.0 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, 3 — $p = 1.8 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, 4 — $p = 4.8 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$.

щие в поглощение главный вклад, причем его величина практически не зависит от I . Ко второй группе принадлежат насыщающиеся с ростом I механизмы поглощения.

Было установлено, что с ростом энергии фотонов $\hbar\omega$ уменьшается величина интенсивности I_0 , при которой пропускание принимает значение T_n . Это свидетельствует о том, что просветление обусловлено неравновесными свободными носителями заряда, так как с ростом $\hbar\omega$ увеличивается скорость их генерации. Перечисленные выше особенности зависимости пропускания от I и $\hbar\omega$ позволяют сделать вывод о том, что главным механизмом наблюдаемой нелинейно-

сти является экранирование электрон-примесного и электрон-электронного взаимодействий, в результате которого в запрещенной зоне исчезают связанные экситонные состояния и дискретные уровни, обусловленные отдельными примесными атомами. Данный вывод подтверждается также и тем, что для наиболее легированных образцов, исследованных в экспериментах, ступенька просветления не наблюдалась. Это объясняется тем, что в указанных случаях концентрации равновесных свободных носителей заряда достаточны для полного экранирования насыщающихся механизмов поглощения.

Очевидно, что коэффициенты поглощения α и α_n для участков линейного и насыщенного нелинейного пропускания можно определить из T_x и T_n с помощью обычной формулы, связывающей α и T ,

$$\alpha = \frac{1}{d} \ln \frac{(1-R)^2}{T_x}, \quad \alpha_n = \frac{1}{d} \ln \frac{(1-R)^2}{T_n},$$

где d — толщина образца, R — коэффициент отражения на поверхности.

На рис. 2 приведены спектры линейного поглощения образцов GaAs. Спектры α ($\hbar\omega$) имеют вид монотонных кривых и хорошо согласуются с результатами, полученными в работах [13, 14]. Во всей области примесных концентраций в линейных спектрах отсутствует дискретная структура. Это объясняется тем, что при комнатной температуре главным механизмом краевого поглощения света являются межзонные переходы. Кроме того, при высоких уровнях легирования из-за экранирования равновесными свободными носителями заряда нет связанных экситонных и примесных уровней.

На рис. 3 приведены спектральные зависимости разности линейного α и нелинейного α_n коэффициентов поглощения $\delta\alpha = \alpha - \alpha_n$, которые были вычислены по соответствующим спектрам пропускания T_x и T_n . Зависимости $\delta\alpha$ от $\hbar\omega$ по крайней мере качественно отражают спектр поглощения насыщающихся переходов и, как видно из рисунков, имеют некоторые общие черты для образцов n - и p -типа при различных уровнях легирования. Эти спектры обладают двумя характерными особенностями: в промежуточной области частот света для всех образцов, за исключением наименее легированного материала n -типа ($n = 6.2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$), отчетливо наблюдается достаточно узкий максимум, а в коротковолновой части спектра происходит монотонное возрастание $\delta\alpha$. Наличие максимумов естественно отождествить для образцов n -типа с оптическими переходами из валентной зоны на доноры, а для образцов p -типа с переходами акцептор—зона проводимости. Подъем в коротковолновой части спектров $\delta\alpha$ связан с заметным насыщением межзонных переходов между электронными состояниями вблизи экстремумов валентной зоны и зоны проводимости, а также переходов на флуктуационные уровни. В спектрах α_n вклад этих переходов подавлен за счет заполнения соответствующих электронных состояний неравновесными носителями (динамический эффект Бурштейна—Мосса).

Можно было бы попытаться дать иное объяснение вида спектров $\delta\alpha$, например отождествить максимумы с переходами в связанные состояния экситона или с фоновой репликой этих процессов. Однако такое предположение неудачно по следующим причинам. Во-первых, в наблюдаемых спектрах максимумы расположены на расстоянии $8 \div 20$ мэВ от границы прямых межзонных переходов в GaAs (1.41 эВ при 300 К), что существенно больше энергии связи экситона даже для чистого GaAs: $E_{ex} = 4.2$ мэВ [15]. Легирование материала может лишь уменьшить E_{ex} из-за экранирования равновесными носителями заряда. Во-вторых, фоновая реплика должна отстоять от фундаментального края по крайней мере на энергию оптического фонона $\hbar\Omega = 37$ мэВ, в то время как наблюдаемые максимумы расположены значительно ближе к нему. Иная ситуация наблюдалась для образца n -типа с концентрацией $n = 6.2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Хотя и здесь в спектре $\delta\alpha$ видна особенность, связанная с оптическими переходами валентная зона—донор, она существенно замаскирована другим механизмом поглощения (рис. 3, а). Скорее всего, это длинноволновое крыло переходов в связанное экситонное состояние, которые сопровождаются поглощением акустических фононов. При более высоких уровнях легирования связанные экситонные состояния исчезают или сливаются с дном

зоны проводимости, и переходы типа зона—примесь становятся более отчетливыми.

Спектры $\delta\alpha(\hbar\omega)$ образцов n - и p -типа наряду со сходными чертами имеют и важные различия. С ростом уровня легирования в образцах n -типа (рис. 3, а) наблюдаются слабое смещение спектра $\delta\alpha(\hbar\omega)$ в коротковолновую область и уменьшение самой величины $\delta\alpha$, а для длинноволнового материала (рис. 3, б) наблюдается значительный сдвиг в длинноволновую область с одновременным ростом амплитуды максимума. Сдвиг и трансформация разностных спектров при увеличении уровня легирования обусловлены совместным действием следующих механизмов: а) сужением запрещенной зоны из-за перенормировки одноэлектронных состояний, обусловленной электрон-примесным и электрон-электронным взаимодействиями (длинноволновый сдвиг); б) эффектом Бурштейна—Мосса (коротковолновый сдвиг); в) уменьшением энергии ионизации примеси из-за экранирования примесного потенциала свободными носителями заряда (коротковолновый сдвиг).

Для того чтобы выяснить роль этих механизмов, вернемся к рассмотрению спектров линейного поглощения $\alpha(\hbar\omega)$ (рис. 2). Как видно из этого рисунка, в образцах p -типа главный вклад в смещение $\alpha(\hbar\omega)$ при увеличении уровня легирования дает сужение запрещенной зоны. Для материала n -типа ситуация сложнее, так как с ростом легирования наблюдается незначительный коротковолновый сдвиг $\alpha(\hbar\omega)$. Это свидетельствует о преобладании эффекта Бурштейна—Мосса. В условиях наших экспериментов (комнатная температура, указанные выше концентрации свободных носителей заряда) эффект Бурштейна—Мосса не может приводить к большому по величине сдвигу спектра $\alpha(\hbar\omega)$. Действительно, при таких условиях свободные носители в разрешенных зонах лишь слабо вырождены, а электронные состояния, между которыми идут межзонные переходы с поглощением оптического фонов ($\hbar\Omega=37$ мэВ), лежат достаточно глубоко в разрешенных зонах и заняты незначительно. Отсюда следует, что в образцах n -типа сужение запрещенной зоны много меньше, чем в материале p -типа, а его влияние на спектр $\alpha(\hbar\omega)$ компенсируется эффектом Бурштейна—Мосса в хвосте плотности состояний у дна зоны проводимости. Столь заметное различие в величине сужения запрещенной зоны для образцов n - и p -типа можно объяснить только химической природой примеси.

Рассмотрим теперь спектры $\delta\alpha(\hbar\omega)$ (рис. 3). В материале p -типа при увеличении уровня легирования $\delta\alpha(\hbar\omega)$ смещается в длинноволновую область, а его амплитуда растет. Как и в предыдущем случае, спектральный сдвиг $\delta\alpha(\hbar\omega)$ определяется в основном сужением запрещенной зоны. Возрастание амплитуды $\delta\alpha(\hbar\omega)$ связано с увеличением концентрации акцепторных уровней, участвующих в переходах примесь—зона. Для образцов же n -типа незначительное смещение максимума $\delta\alpha(\hbar\omega)$ в коротковолновую область (рис. 3, а) объясняется тем, что сужение зоны компенсируется уменьшением энергии ионизации примеси. В данном случае эффект Бурштейна—Мосса не сказывается на положении максимума $\delta\alpha(\hbar\omega)$, так как в переходах зона—примесь (валентная зона—донор) участвует зона неосновных носителей. В то же время в материале n -типа эффект Бурштейна—Мосса приводит к уменьшению амплитуды $\delta\alpha(\hbar\omega)$, так как с ростом концентрации примеси электронные уровни в хвосте плотности состояний у дна зоны проводимости заметно заполняются и насыщение поглощения на переходах с участием этих уровней становится слабее.

В заключение отметим основные результаты работы. Предложен новый метод исследования краевого поглощения легированных полупроводников при комнатной температуре. Он основан на эффекте экранирования электрон-примесного и электрон-электронного взаимодействий неравновесными фотовозбужденными носителями заряда. Экранирование приводит к исчезновению в запрещенной зоне полупроводника связанных экситонных состояний и дискретных уровней, обусловленных отдельными примесными атомами. Данное обстоятельство позволяет, сравнивая спектры линейного и нелинейного поглощения, выделить вклад в полный коэффициент поглощения от этих состояний в запрещенной зоне. Изучение разностных спектров $\delta\alpha(\hbar\omega)$ дает информацию об энергетическом положении дискретных уровней при переходе от области

с слабого к области сильного легирования и о концентрации примеси, при которой эти уровни исчезают. Совместный анализ $\delta\alpha(\hbar\omega)$ и линейных спектров $\alpha(\hbar\omega)$ позволяет оценить влияние различных концентрационных эффектов на поглощение света в полупроводнике. Предложенный метод был использован для изучения краевого поглощения света в GaAs *n*- и *p*-типа при комнатной температуре.

Список литературы

- [1] Dumke W. P. // Phys. Rev. 1963. V. 132. N 5. P. 1998—2002.
- [2] Williams F. // Phys. St. Sol. 1968. V. 25. N 2. P. 493—512.
- [3] Нокс Р. Теория экситонов. М., 1966. 220 с.
- [4] Dumke W. P. // Phys. Rev. 1957. V. 108. N 6. P. 1419—1425.
- [5] Рывкин С. М., Гринберг А. А., Крамер Н. И. // ФТТ. 1965. Т. 7. В. 7. С. 2195—2205.
- [6] Berggren K. F., Semelius B. E. // Phys. Rev. B. 1981. V. 24. N 4. P. 1971—1986.
- [7] Burstein E. // Phys. Rev. 1954. V. 93. N 2. P. 632—641.
- [8] Moss T. E. // Proc. Phys. Soc. 1954. V. B76. N 3. P. 775—782.
- [9] Бонч-Бруевич В. Л. // Физика твердого тела. М., 1965. 129 с.
- [10] Pavesi L., Staehli J. L., Capozzi V. // J. Phys. C: Sol. St. Phys. 1988. V. 21. N 8. P. 1485—1495.
- [11] Hulthen L., Laurikainen K. V. // Rev. Mod. Phys. 1951. V. 23. N 1. P. 1—9.
- [12] Rogers F. J., Graboske H. C., Harwood D. J. // Phys. Rev. A. 1970. V. 1. N 6. P. 1577—1586.
- [13] Casey H. C., Sell D. D., Wecht K. W. // J. Appl. Phys. 1975. V. 46. N 1. P. 250—263.
- [14] Casey H. C., Stern F. // J. Appl. Phys. 1976. V. 47. N 2. P. 631—643.
- [15] Sell D. D., Casey H. C., Wecht K. W. // J. Appl. Phys. 1974. V. 45. N 6. P. 2650—2657.

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

Получена 20.11.1990
Принята к печати 5.12.1990