

УДК 535.215.13

© 1992

## АНОМАЛЬНЫЙ ФОТОЭМИССИОННЫЙ ТОК В КОНТАКТЕ МЕТАЛЛ—ПОЛУПРОВОДНИК С МИКРОРЕЛЬЕФНОЙ ПОВЕРХНОСТЬЮ

*Н. Л. Дмитрук, В. Г. Литовченко, О. Н. Мишук*

Исследован аномальный фотоэмиссионный ток в контакте микрорельефная поверхность полупроводника—металл и предложена модель, объясняющая механизм его формирования. Она учитывает фотовозбуждение электронов из валентной зоны в пустые поверхностные электронные состояния границы раздела и последующее их туннелирование в металл через промежуточный слой. Проведено сопоставление теории тока аномальной внутренней фотоэмиссии с экспериментом, выполненным на структурах Au—GaAs с анизотропно-травленной поверхностью.

Микропрофилирование поверхности полупроводника, в частности, способом химического анизотропного травления приводит к увеличению поглощения света в нем, в особенности в длинноволновой области спектра. Это обуславливает повышение фоточувствительности поверхностно-барьерных структур проводник—полупроводник, используемых в качестве фотоприемников, и существенный рост КПД солнечных фотоэлементов. Кроме того, увеличение фоточувствительности в области слабого поглощения за счет многократных отражений и «захвата» света в структуре должно способствовать проявлению эффектов, связанных с влиянием сконцентрированного в микроостриях электрического поля, усилением влияния поверхностных электронных состояний (ПЭС) контакта, а также поверхностных поляритонных мод. Действительно, ранее [1, 2] было обнаружено существенное повышение фоточувствительности барьеров Шоттки с микроострийной поверхностью, а также возникновение фотоэмиссионного тока обратной полярности при низких температурах ( $T \leq 200$  К). На основе зависимости аномального фототока от температуры, смещения и интенсивности света предложена физическая модель явления, заключающаяся в фотовозбуждении электронов в пустые ПЭС контакта с последующим туннелированием в металл [3].

В настоящей работе проведен детальный анализ характеристик аномального фотоэмиссионного тока, построена и сопоставлена с экспериментом теория, рассмотрены возможности практического применения этого эффекта для диагностики материалов и границ раздела и целей вакуумной микроэлектроники [4].

### 1. Эксперимент

Диоды Шоттки Au—GaAs изготовлены напылением в вакууме полупрозрачного слоя золота (толщиной около 20 нм) на эпитаксиальные пленки  $n - n^+$ -GaAs с концентрацией электронов  $n_0 = (1 \div 2.6) \cdot 10^{16}$  см<sup>-3</sup>. Микрорельеф поверхности, полученный анизотропным травлением GaAs в HNO<sub>3</sub> [5], характеризуется дендритной морфологией начальной стадии формирования, причем высота неровностей была порядка или больше протяженности области пространственного заряда (ОПЗ).

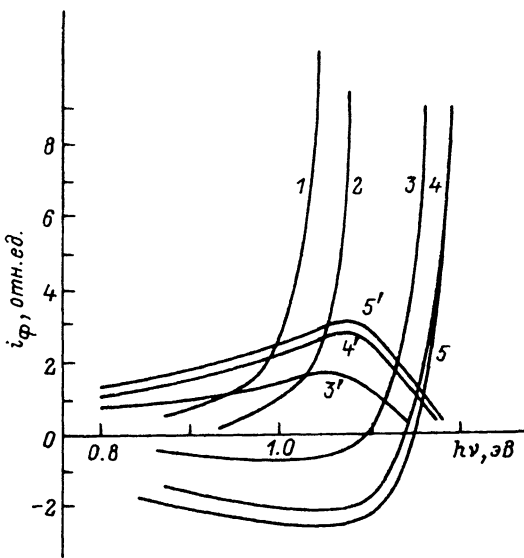


Рис. 1. Спектральные зависимости фототока короткого замыкания (1—5) и аномального фототока (3'—5') диодов Шоттки Au—GaAs с микрорельефной поверхностью при различных температурах.

$T, K: 1 - 298; 2 - 217; 3, 3' - 196; 4, 4' - 180; 5, 5' - 156.$

Исследование спектров фотоэмиссионного тока диодов в диапазоне температур 100—300 К и энергий квантов света  $h\nu = 0.7 \div 1.3$  эВ (рис. 1) показано, что вблизи края собственного поглощения света в GaAs ( $\varphi_B < h\nu < E_g$ ) как в плоских, так и в микрорельефных структурах наблюдается фототок нормальной полярности, обусловленный фотоэмиссией электронов из металла в полупроводник. Его спектральная зависи-

мость подчиняется закону Фаулера, что позволяет определить высоту барьера в контакте  $\varphi_B$  по отсечке линейной зависимости  $\sqrt{i_\phi}$  ( $h\nu$ ).

В случае микрорельефной поверхности наблюдались увеличение фотоэмиссионного тока (по сравнению с плоской поверхностью) в несколько раз и сдвиг спектральных характеристик в длинноволновую сторону. Спектры фотоэмиссионного тока диодов Шоттки с микрорельефной поверхностью отличаются еще одной особенностью — при низких температурах ( $T < 200$  К) в области  $h\nu < \varphi_B$  наблюдается фототок обратной полярности, так что  $i_\phi(h\nu)$  имеет отрицательный минимум вблизи  $h\nu \approx 1$  эВ. Его величина сублинейно возрастает с интенсивностью света, увеличивается при прямом смещении на диоде и уменьшается при обратном, как показано на рис. 2, 3 (в противоположность положительному току фотоэмиссии электронов из металла в полупроводник, наблюдаемому при  $h\nu > \varphi_B$ ). В таком случае из суммарного фототока

$$i_\phi(h\nu) = i_{\text{норм}}(h\nu > \varphi_B) + i_{\text{аном}}(h\nu < \varphi_B) \quad (1)$$

можно выделить ток Фаулера  $i_{\text{норм}} = i_\phi + |i_{\text{аном}}|$  и по зависимости  $\sqrt{i_{\text{норм}}}$  ( $h\nu$ ) определить истинную высоту барьера  $\varphi_B$ . Определенная таким методом высота барьера в диодах с микрорельефной поверхностью оказалась на 0.04—0.08 эВ меньше, а коэффициент  $\beta$  температурной зависимости  $\varphi_B(T) = \varphi_{B0} - \beta T$  почти в 2 раза больше соответствующих значений для плоской границы раздела.

Поскольку при комнатной температуре во всем актуальном спектральном диапазоне ток внутренней фотоэмиссии не содержит аномальной компоненты, аномальный фототок  $i_{\phi}^{\text{аном}}(h\nu)$  можно вычислить как разность фототока, измеряемого при температуре  $T^0$  и фототока  $i_{\phi, 300 K}$  при  $T = 300$  К, что эквивалентно сдвигу спектра фототока на величину, соответствующую температурному изменению высоты барьера при переходе от  $T^0$  к комнатной температуре. Видно, что спектр  $i_{\phi}^{\text{аном}}(h\nu)$  имеет красную границу  $h\nu_0 \approx 0.7 \div 0.8$  эВ, которая не зависит от интенсивности света и смещения, но увеличивается с температурой в соответствии с изменением  $\varphi_B(T)$ . Кроме того, имеется максимум  $i_{\phi}^{\text{аном}}(h\nu)$  в окрестности  $h\nu \approx 1.0 \div 1.1$  эВ, который с увеличением температуры сдвигается в длинноволновую сторону, пока совсем не исчезнет при  $T \approx 200$  К. В то время как нормальный фотоэмиссионный ток линейно зависит от интенсивности света,

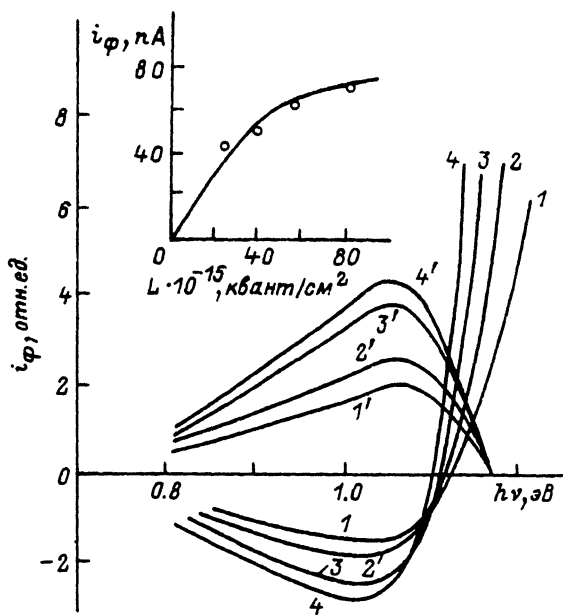


Рис. 2. Спектральная зависимость фототока короткого замыкания (1—4) и аномального фототока (1'—4') диодов Шоттки Au—GaAs с микрорельефной поверхностью при  $T = 178$  К при различных уровнях освещенности.

1, 1' —  $2.4 \cdot 10^{15}$ ; 2, 2' —  $3.75 \cdot 10^{15}$ ; 3, 3' —  $5.5 \cdot 10^{15}$ ; 4, 4' —  $7.9 \cdot 10^{15}$  квант/см<sup>2</sup>. На вставке — сплошная линия — расчетная зависимость аномального фототока от интенсивности света при следующих параметрах:  $c_p = 10^{-12}$  см<sup>-1</sup> · с<sup>-1</sup>,  $p_{SO} = p_{IL} = 5 \cdot 10^{11}$  см<sup>-3</sup>,  $c_{SC} + c_d = 2.6 \cdot 10^{-5}$  Ф/см<sup>2</sup>,  $q_p = 10^{-16}$  см<sup>-2</sup>,  $N_A = 10^{12}$  см<sup>-2</sup>,  $\tau = 10^{-14}$  с<sup>-1</sup>; точки — экспериментальные значения фототока.

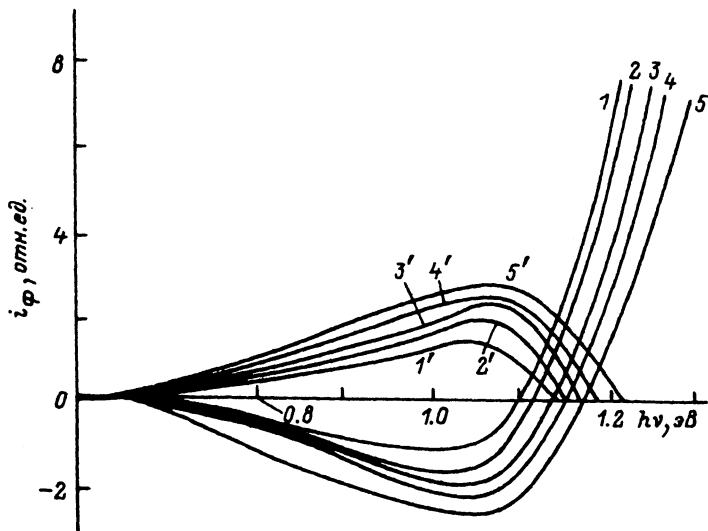


Рис. 3. Спектральные зависимости фототока короткого замыкания (1—5) и аномального фототока (1'—5') диодов Шоттки Au—GaAs при  $T = 178$  К и различных значениях прикладываемого смещения.

$U = -1$  (1, 1'),  $-0.18$  (2, 2'),  $0$  (3, 3'),  $0.13$  (4, 4'),  $0.25$  В (5, 5').

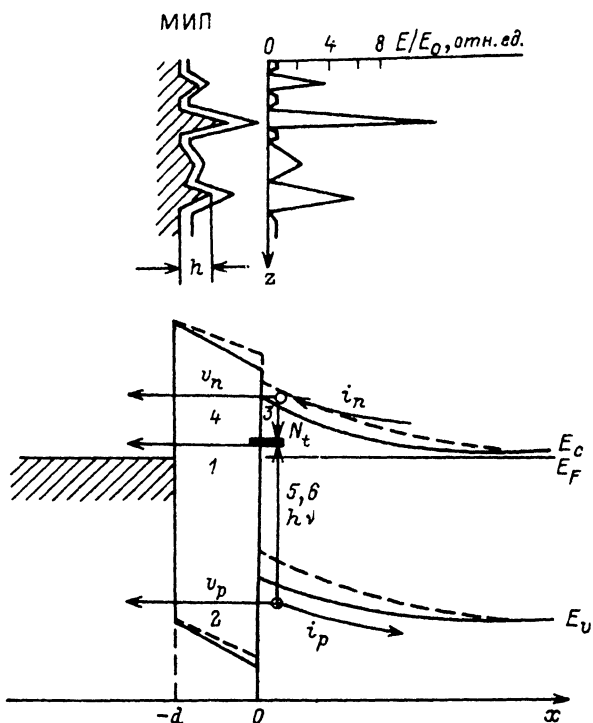


Рис. 4. Энергетическая диаграмма реального барьера Шоттки и схема электронных потоков.

Цифры у стрелок обозначают соответствующие токи (например, 1 — ток  $i_1$ ), стрелкой 5, 6 обозначен суммарный ток  $i_5$  и  $i_6$ . На вставке — пространственная локализация электрического поля в микро рельефных структурах.

аномальный  $i_\phi'$  ( $hw$ ) является сублинейным. Заметим, что при этом высота барьера  $\varphi_B$  с точностью  $\pm 0.005$  эВ не зависит от интенсивности, что свидетельствует о выполнении режима короткого замыкания с хорошей точностью.

Анализ спектральных, полевых и температурных зависимостей фотоэмиссионного тока диодов Шоттки с микро рельефной поверхностью, а также определение электрофизических параметров барьера из измерений его вольт-амперных и вольт-фарадных характеристик [1, 2] позволяют установить механизм наблюдаемого эффекта и его связь с электронной структурой контакта металл-полупроводник (Au—GaAs).

1) Наблюдаемые увеличение и длинноволновый сдвиг фотоэмиссионного тока в диодах Шоттки с микро рельефной поверхностью объясняются оптическим механизмом уменьшения коэффициента отражения света от фронтальной поверхности за счет многократных отражений на ее рельефе, уменьшением высоты барьера  $\varphi_B$  в контакте и дополнительным увеличением поглощения света в пленке Au из-за захвата света структурой вследствие многократных внутренних отражений от тыльной и боковых поверхностей [6].

2) Понижение высоты барьера и увеличение коэффициента ее температурной зависимости в микро рельефных структурах могут быть объяснены, если учесть эмиссионную неоднородность границы раздела, в частности усиление поля в области выступов рельефа металла и включение процессов туннелирования через область пространственного заряда, что равносильно снижению высоты барьера на этих участках. Кроме того, с эмиссионной неоднородностью границы раздела Au—GaAs связан аномальный эффект Шоттки, т. е. существенное (в несколько раз) превышение полевого снижения барьера по сравнению с классическим

$\Delta\varphi_B = (eE)^{1/2}$  [7]. На вставке к рис. 4 схематически представлено пространственное распределение электрического поля в контакте металл (М)—промежуточный слой (И)—полупроводник (П) с микрорельефной поверхностью. Напряженность электрического поля определяется формой неровностей, их высотой  $h$  и радиусом острия  $r$  [4]

$$E = \frac{h}{r} E_0$$

( $E_0$  — напряженность поля для плоской поверхности), т. е. отношение  $E/E_0$  может достигать значений 3—10 раз.

3) Фототок обратной полярности, возникающий при поглощении квантов света с энергией, недостаточной для выброса электрона в  $C$ -зону полупроводника ( $h\nu < \varphi_B$ ), обусловлен фотовозбуждением электронов из  $V$ -зоны на незаполненные ПЭС и последующим туннелированием их в металл. Увеличение отрицательного заряда ПЭС приводит к увеличению приконтактного изгиба зон (рис. 4, штрихи) и соответственно к уменьшению падения напряжения на промежуточном слое ( $\Delta V_d < 0$ ), что способствует протеканию фототока обратной полярности. Это возможно в случае ПЭС, заполнение которых определяется обменом с полупроводником, т. е. при наличии промежуточного диэлектрического слоя в контакте. В то же время толщина этого слоя должна быть не слишком большой, чтобы вероятность туннелирования электрона через промежуточный слой в металл была выше вероятности туннелирования его через ОПЗ полупроводника. В противном случае ток обратной полярности не наблюдается, что имело место для структур, изготовленных на основе сильнолегированного материала с  $n_0 \gg 2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ .

## 2. Расчет аномального фотоэмиссионного тока

На рис. 4 представлена схема электронных переходов на границе металл—полупроводник при поглощении квантов света с энергией  $\varphi_B > h\nu > h\nu_0$ . Она содержит 6 переходов: 1)  $i_1$  — ток аномальной эмиссии; 2)  $i_2$  — туннельный ток дырок, возникших вследствие ИК-возбуждения электронов на ПЭС  $i_5 = Iq_p (N_t - \Delta n_t)$ ,  $I$  — интенсивность света,  $q_p$  — сечение захвата фотона пустым поверхностным дискретным центром концентрации  $N_t$  с возбуждением дырочного перехода; 3)  $i_n(0) = i_3 + i_4$  — электронный ток из  $C$ -зоны,  $i_3 = s_n \Delta n(0)$  — рекомбинационный поток электронов на ПЭС,  $i_4$  — туннельный электронный ток из  $C$ -зоны в металл,  $s_n$  — скорость поверхностной рекомбинации Шокли—Рида,  $v_n$  — скорость надбарьерного переноса электронов в металл,  $\Delta n(0)$  — избыточная (неравновесная) концентрация электронов на поверхности полупроводника; 4)  $i_6 = c_p (p_{s0} + p_{1t}) \Delta n_t$  — суммарный поток захвата дырок на ПЭС и термического выброса их,  $c_p$  — коэффициент захвата дырок центром,  $p_{s0}$  и  $p_{1t}$  — концентрации равновесных дырок на поверхности и в случае совпадения уровня Ферми с поверхностным центром,  $\Delta n_t$  — избыточная концентрация электронов на центре; 5)  $i_p(0)$  — поток неравновесных дырок в объем полупроводника.

В стационарном линейном по скорости фотопереходов случае для вычисления эмиссионного тока  $i_1$  необходимо решить следующую систему уравнений.

1) Кинетическое уравнение заполнения ПЭС

$$\frac{d(\Delta n_t)}{dt} = Iq_p (N_t - \Delta n_t) + s\Delta n(0) - c_p (p_{s0} + p_{1t}) \Delta n_t - \frac{\Delta n_t}{\tau} = 0, \quad (2)$$

$\tau = \tau_0 e^{\alpha n}^{1/2 d}$  — время туннелирования электронов из ПЭС через промежуточный слой в металл.

2) Кинетическое уравнение для свободных дырок

$$\frac{d(\Delta p)}{dt} = Iq_p(N_t - \Delta n_t) - C_p(p_{so} + p_{1t})\Delta n_t - v_p \Delta P(0) = 0. \quad (3)$$

3) Условие интегральной электронной нейтральности структуры

$$e\Delta\Gamma_p + c_d\Delta V_d - c_{sc}\Delta V_s - e\Delta n_t = 0, \quad (4)$$

$\Gamma_p$  — избыток Гиббса для дырок,  $V_d$  и  $V_s$  — падение напряжения на промежуточном слое и ОПЗ соответственно,  $c_d$  — емкость промежуточного слоя и  $c_{sc}$  — емкость ОПЗ.

4) Условие режима короткого замыкания

$$\Delta V_s + \Delta V_d = 0. \quad (5)$$

Из этой системы уравнений можно определить избыточные концентрации  $\Delta n_t$ ,  $\Delta p(0)$  и  $\Delta n(0)$ , входящие в формулу для фототока аномальной эмиссии

$$-\frac{i'_\Phi}{e} = i_1 - i_2 + i_4 = \frac{\Delta n_t}{\tau} - v_p \Delta p(0) + v_n \Delta n(0). \quad (6)$$

Окончательное выражение для аномального фотоэмиссионного тока

$$i_\Phi = -eIq_p N_t \frac{(v_n + s_n) \left( \frac{L_D}{\tau \sqrt{-Y_{so}}} - v_p \right)}{v_p \frac{e}{en_0} (c_{sc} + c_d) e^{-Y_{so}} \left[ \frac{1}{\tau} + c_p(p_{so} + p_{1t}) + Iq_p \right] s_n \left[ v_p + \frac{L_D}{\sqrt{-Y_{so}}} (c_p(p_{so} + p_{1t}) + Iq_p) \right]} \quad (7)$$

где  $L_D = (\epsilon\epsilon_0 kT / 2e^2 n_0)^{1/2}$  — длина Дебая,  $Y_{so}$  — равновесный изгиб зон в слое Шоттки. Из формулы (7) видно, что спектр аномального фототока  $i'_\Phi(h\nu) = -eIq_p(h\nu) N_t (E_t = h\nu) F$  ( $F$  — функция параметров полупроводника и границы раздела) определяется спектром сечения фотоионизации глубокого поверхностного центра и распределением ПЭС по запрещенной зоне и, кроме того, содержит три поправки: отрицательную за счет туннельного тока дырок в металл, положительную за счет электронного туннельного тока из  $S$ -зоны и за счет возрастания электронного заполнения поверхностных центров. Согласно предложенной модели, в толще полупроводника ток замыкается потоком электронов, разветвляющимся у поверхности на электронный надбарьерный и обусловленный

рекомбинацией (по-видимому, через глубокие объемные центры Шокли—Рида).

### 3. Сопоставление модели фотоэмиссионного тока с экспериментом

Качественно можно сразу отметить такие моменты соответствия модели эксперименту.

1) Как видно из соотношения (7), фототок имеет аномальный знак при выполнении неравенства  $L_D > \tau v_p \sqrt{-V_{so}}$ , т. е. является характерным для структур со слабо легированной базой, малыми значениями высоты барьера, и при наличии оптимального диэлектрического зазора между металлом и полупроводником. 2) Величина наблюдаемого фототока согласуется с оценкой его по формуле  $i'_\phi \approx -eIq_p N_t \approx -0.1$  мкА/см<sup>2</sup>. 3) Величина длинноволновой отсечки фототока  $h\nu_0$  согласуется с ожидаемой на основе величин энергетических интервалов модельной электронной схемы (рис. 4). 4) Сам вид выражения (7) с учетом вхождения интенсивности в часть знаменателя указывает на сублинейность люкс-амперных характеристик. 5) Вид спектра  $i'_\phi(h\nu)$  согласуется с так называемым U-образным распределением ПЭС  $N_t(E_p)$  в запрещенной зоне при положении минимума в точке около  $E_V + 1.0$  эВ и слабым изменением сечения захвата фотонов ПЭС  $q_p(h\nu)$  в спектральном диапазоне измерения аномального фототока. 6) Постепенное исчезновение  $i'_\phi(h\nu)$  с ростом температуры обусловлено уменьшением  $\varphi_B$  и одновременным увеличением  $h\nu_0$ , что сужает спектральную область существования аномальной фотоэмиссии.

На вставке к рис. 2 показана расчетная люкс-амперная характеристика аномального фототока при параметрах границы раздела Au—GaAs, определенных из комплекса их электрических характеристик, и подгоночном параметре  $\tau$  — времени туннелирования электронов из ПЭС в металл; оно оказалось порядка  $\tau \approx 10^{-14}$  с.

Зависимость аномального фототока от смещения — линейная в координатах  $\ln i'_\phi - \Delta V_d$  — свидетельствует о преобладании вклада экспоненциальной зависимости времени туннелирования от падения напряжения в промежуточном слое. Спектральная зависимость  $i'_\phi(h\nu)$  позволяет определять спектр сечения захвата фотонов поверхностными центрами (см. данные в подписи к рис. 2) и распределения центров по запрещенной зоне.

Кроме применений в диагностике и метрике полупроводников и границ раздела, эффект аномального фотоэмиссионного тока может быть использован для построения эффективных эмиттеров для вакуумных микроэлектронных устройств на основе микрорельефных поверхностей, получаемых способом анизотропного химического травления или с помощью фотолитографии.

#### Список литературы

- [1] Борковская О. Ю., Горбач Т. Я., Дмитрук Н. Л., Мищук О. Н. // Электронная техника. Полупровод. приборы. 1989. В. 5. С. 50—55.
- [2] Борковская О. Ю., Горбач Т. Я., Дмитрук Н. Л., Мищук О. Н. // ФТП. 1989. Т. 23. № 12. С. 2113—2117.
- [3] Дмитрук М. Л., Борковська О. Ю., Мищук О. М. // Укр. фіз. ж. 1990. Т. 35. № 11. С. 1744—1748.
- [4] W. A. Anderson. Vacuum Microelectronics / Ed. R. E. Turner. 1989. P. 217.
- [5] Горбач Т. Я., Свечников С. В. // Укр. фіз. журн. 1987. Т. 32. № 7. С. 1110—1113.

- [6] Yablouovich E. // J. Opt. Soc. Amer. 1982. V. 72. N 7. P. 899—907.  
[7] Дмитриев С. Г. // ЖТФ. 1982. Т. 52. № 6. С. 1232—1233.

Институт полупроводников АН Украины  
Киев

Поступило в Редакцию  
4 января 1992 г.  
В окончательной редакции  
14 апреля 1992 г.

---