

УДК 621.315.592

В. Н. Овсюк, Д. Ю. Протасов, Н. Х. Талипов
(Новосибирск)

**МЕТОД ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОГО МАГНИТОСОПРОТИВЛЕНИЯ
ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ КОНЦЕНТРАЦИИ И ПОДВИЖНОСТИ
ЭЛЕКТРОНОВ И ЛЕГКИХ ДЫРОК В $Cd_xHg_{1-x}Te$ p -ТИПА**

Для нахождения концентрации и подвижности носителей заряда используется метод дифференциального магнитосопротивления, позволяющий достаточно просто определять транспортные параметры электронов, легких и тяжелых дырок в $Cd_xHg_{1-x}Te$ p -типа. Полученные результаты для трех объемных образцов сравниваются с результатами, полученными по методу «спектра подвижности». Показано, что метод дифференциального магнитосопротивления для $Cd_xHg_{1-x}Te$ p -типа дает такие же результаты, что и метод «спектра подвижности», но более прост в практической реализации.

Введение. Тройные растворы $Cd_xHg_{1-x}Te$ (КРТ) широко используются для создания фотоприемных устройств дальнего и среднего инфракрасных диапазонов. При выборе оптимального материала для их изготовления необходимо, кроме состава x , знать ряд физических параметров и, прежде всего, концентрацию и подвижность носителей заряда. Однако точное определение концентрации электронов и дырок и их подвижности в КРТ p -типа является сложной задачей, поскольку при обычных рабочих температурах (77 К), во-первых, из-за малой ширины запрещенной зоны относительно велика собственная концентрация электронов, а во-вторых, из-за большого различия подвижности электронов и дырок даже относительно небольшое количество электронов может вносить существенный вклад в величину проводимости.

В такой ситуации для определения концентрации и подвижности свободных носителей заряда используют не стандартные измерения эффекта Холла при одном значении магнитного поля [1], а более сложные методы: измерения магнитополевых зависимостей тензоров проводимости $\sigma_{xx}(B)$ и $\sigma_{xy}(B)$ [2], коэффициента Холла $R_H(B)$, магнитосопротивления $\beta(B)$ и дифференциального магнитосопротивления $d\beta(B)/dB$ [3], методы «спектра подвижности» (СП) [4] и «количественного спектра подвижности» [5].

В данной работе определяется концентрация и подвижность электронов и дырок методом дифференциального магнитосопротивления (ДМ) и сравниваются полученные результаты с методом «спектра подвижности» плюс многозонная подгонка (СП + МП).

Методы исследования. В полупроводнике со смешанной проводимостью в явлениях переноса участвует несколько сортов носителей заряда. Для определения их электрофизических параметров нередко проводят измерения магнитопольных зависимостей эффекта Холла и магнитосопротивления. Анализируя полученные в результате таких измерений магнитопольные зависимости тензоров проводимости $\sigma_{xx}(B)$ и $\sigma_{xy}(B)$ (или коэффициента Холла $R_H(B)$ и проводимости $\sigma(B)$), можно определить концентрацию и подвижность каждого сорта носителей, существующих в исследуемом образце. Выражения для $\sigma_{xx}(B)$ и $\sigma_{xy}(B)$ имеют следующий вид [6]:

$$\sigma_{xx}(B) = \sum_{i=1}^n \frac{en_i\mu_i}{1 + \mu_i^2 B^2}, \quad \sigma_{xy}(B) = \sum_{i=1}^n \frac{S_i en_i \mu_i^2 B}{1 + \mu_i^2 B^2}, \quad (1)$$

где n_i и μ_i – концентрация и подвижность i -го сорта носителей; $S_i = +1$ для дырок и $S_i = -1$ для электронов; e – заряд электрона. Здесь опущена зависимость времени релаксации от энергии, так как при наличии двух и более типов носителей изменения $\sigma_{xx}(B)$ и $\sigma_{xy}(B)$ с магнитным полем будут столь велики, что эффектами, связанными с дисперсией времени релаксации, можно пренебречь [7]. Значения n_i и μ_i определяются путем подгонки под экспериментальные результаты теоретических зависимостей (1) (метод многозонной подгонки – МП) [2]. Для применения этого метода необходимо знание некоторых предварительных данных об исследуемом материале, в частности, количество сортов носителей и приблизительные величины их подвижности и концентрации. Существенными недостатками данного метода являются очень большое число подгоночных параметров (более четырех), что делает результаты недостаточно надежными, а также неоднозначность в выборе начального приближения, от которого сильно зависит как время решения задачи, так и ее сходимость [8].

Концентрацию и подвижность носителей для КРТ p -типа в приближении трехзонной модели (тяжелые дырки, легкие дырки и электроны) можно определить с помощью алгоритма, исключающего процедуру подгонки [3]. Этот алгоритм основан на аналитическом решении уравнений, описывающих зависимости R_H и σ от магнитного поля. Здесь опять делается предположение, что в образце существует либо три, либо два сорта носителей, хотя априори это предположение неочевидно для изучаемых образцов и условий их измерения. К достоинствам данного метода следует отнести то, что с его помощью можно определить, нарушена или нет однородность образца по толщине (например, вследствие образования инверсионных слоев на поверхности или в многослойных структурах).

Метод «спектра подвижности», предложенный в [4], не требует никаких предварительных знаний о параметрах изучаемого материала. В этом методе непрерывное распределение носителей по подвижности описывает некоторая функция $s(\mu)$, с помощью которой компоненты тензора проводимости $\sigma_{xx}(B)$ и $\sigma_{xy}(B)$ определяются в виде

$$\sigma_{xx}(B) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{s(\mu) d\mu}{1 + \mu^2 B^2}, \quad \sigma_{xy}(B) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{s(\mu) \mu B d\mu}{1 + \mu^2 B^2}. \quad (2)$$

С помощью предложенного метода можно найти функцию $s(\mu)$ следующим образом:

$$s(\mu) = \sum_{i=1}^n \sigma_i \delta(\mu - \mu_i), \quad (3)$$

где σ_i – проводимость носителей с подвижностью μ_i ; $\delta(\mu - \mu_i)$ – дельта-функция.

Число сортов носителей определяется по числу пиков в «спектре подвижности», а их концентрация – по величине пика. Следует отметить, что поскольку конечным набором экспериментальных данных невозможно определить непрерывную функцию $s(\mu)$ и также вследствие сильной зависимости решения от погрешности в исходных данных, точность полученных таким образом параметров невысока. Поэтому иногда для повышения точности результатов «спектр подвижности» используют совместно с методом многозонной подгонки (СП + МП) в качестве первого приближения [8].

Дальнейшим продолжением метода «спектра подвижности» является предложенный в [5] метод «количественного спектра подвижности», который позволяет получить более точный вид распределения носителей по подвижности и более точные значения концентрации подвижности носителей заряда, не прибегая к методу многозонной подгонки.

В работе [3] был предложен метод определения параметров электронов и легких дырок в КРТ p -типа по измерениям производной магнитосопротивления $d\beta/dB$ (метод дифференциального магнитосопротивления). Магнитосопротивление β определяется как

$$\beta = \frac{\sigma_0 - \sigma(B)}{\sigma(B)}, \quad (4)$$

где σ_0 – проводимость в отсутствие магнитного поля. Подвижность носителей можно определить по положению максимумов производной. Так, в КРТ p -типа в диапазоне магнитных полей от 0 до 1 Тл для $d\beta/dB$ наблюдаются два максимума: первый из них при $B = B_1$ обусловлен электронами, второй при $B = B_2$ – легкими дырками. При увеличении концентрации одного сорта носителей пик от другого сорта носителей может не разрешаться. Если величины магнитосопротивления при B_1 и B_2 обозначить через β_1 и β_2 соответственно, то подвижности электронов и легких дырок (μ_n и μ_p) и их концентрации (n_n и n_p) определяются из следующих соотношений [3]:

$$\begin{aligned} \mu_p &= \frac{1}{B_2 \sqrt{3}}, & \mu_n &= \frac{1}{B_1 \sqrt{3}} + \mu_p, \\ \tilde{n}_n &= \frac{1}{e\mu_n} \frac{x_1 y_2 - x_2 y_1}{z_1 y_2 - z_2 y_1}, & n_p &= \frac{1}{e\mu_p} \frac{x_1 z_2 - x_2 z_1}{y_1 z_2 - y_2 z_1}, \\ x_i &= \sigma_0 \beta_i [1 + (\mu_n^2 + \mu_p^2) B_i^2 + \mu_n^2 \mu_p^2 B_i^4], \end{aligned} \quad (5)$$

$$y_i = (1 + 2\beta_i + \mu_n^2 B_i^2) \mu_l^2 B_i^2,$$

$$z_i = (1 + 2\beta_i + \mu_l^2 B_i^2) \mu_n^2 B_i^2, \quad i=1,2.$$

Если же на производной наблюдается только один пик, вызванный либо электронами ($j = n$), либо легкими дырками ($j = l$), то концентрация носителей может быть получена из следующего соотношения (при $\beta_j = \beta(B_j)$):

$$n_j = \frac{1}{e \mu_j} \frac{\beta \sigma_j (1 + \mu_j^2 B_j^2)}{(1 + 2\beta_j) \mu_j^2 B_j^2}, \quad j = n, l. \quad (6)$$

При применении этой методики для уточнения положения максимума на первой производной необходимо измерять вторую производную: $\frac{d^2\beta}{dB^2}$.

Экспериментальные результаты и их обсуждение. Мы провели сравнительный анализ метода ДМ и СП + МП на объемных образцах КРТ p -типа разного состава и уровня легирования (см. таблицу).

Схема экспериментальной установки приведена на рис. 1. Образец 1 ($0,8 \times 0,7 \times 10$ мм) помещался в криостат 2, охлаждаемый жидким азотом, и имел шесть индиевых контактов: два токовых, два потенциальных, с которых снимался сигнал магнитосопротивления U_{σ} , и два контакта для измерения эффекта Холла. Криостат находился между полюсами электромагнита 3, дающего магнитное поле до 1 Тл. Для измерения дифференциального магнитосопротивления использовался следующий способ [8]: на постоянное магнитное поле накладывалось слабое переменное поле: $B = B^{\sim} \cdot \sin \omega t$. Тогда измеряемый сигнал U_{σ} можно разложить в ряд Тейлора, ограничившись двумя первыми членами:

$$V = V_{\text{const}} + B^{\sim} \cdot \sin \omega t \frac{dU_{\sigma}}{dB}, \quad (7)$$

где второй член пропорционален первой производной. Модуляция по магнитному полю осуществлялась с помощью катушки 4 (расположенной

Номер образца	Состав x	Метод	$\mu_e, \text{см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$	$\mu_l, \text{см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$	$\mu_h, \text{см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$	$n, \text{см}^{-3}$	$p, \text{см}^{-3}$	$p_h, \text{см}^{-3}$
1(c12)	0,22	СП + МП	90000	18000	370	$2,9 \cdot 10^{10}$	$3,4 \cdot 10^{12}$	$7,8 \cdot 10^{15}$
		ДМ	—	17000	—	—	$4,0 \cdot 10^{12}$	—
2(c89)	0,21	СП + МП	107000	15000	330	$1,7 \cdot 10^{11}$	$4,6 \cdot 10^{12}$	$8,9 \cdot 10^{15}$
		ДМ	111000	15000	—	$1,5 \cdot 10^{11}$	$4,0 \cdot 10^{12}$	—
3(i105)	0,20	СП + МП	110000	11000	350	$1,7 \cdot 10^{12}$	$3,7 \cdot 10^{13}$	$2,9 \cdot 10^{16}$
		ДМ	115000	—	—	$2,2 \cdot 10^{12}$	—	—

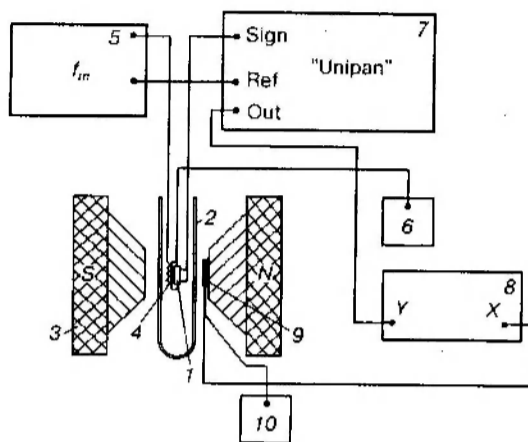


Рис. 1. Экспериментальная установка:
 1 – образец, 2 – криостат, 3 – электромагнит, 4 – модуляционная катушка, 5 – генератор переменного тока, 6 – источник постоянного тока, 7 – фазовый детектор, 8 – записывающее устройство, 9 – датчик Холла, 10 – источник тока для датчика Холла

непосредственно рядом с образцом), через которую пропусклся переменный ток от генератора тока 5. Через образец пропусклся постоянный ток от источника 6. Переменный сигнал регистрировался синхронным детектором 7 на частоте модуляции и подавался на Y-координату самописца 8. Величина магнитного поля измерялась датчиком Холла 9, питающимся от источника тока 10. Сигнал с датчика подавался на X-координату самописца.

В таблице представлены параметры носителей заряда, полученные разными методами для трех объемных образцов КРТ p-типа при температуре 77 К: СП + МП и ДМ. В методе ДМ для образца 2 расчет концентрации электронов и легких дырок велся по формуле (5), а для образцов 1 и 3 – по формуле (6). На рис. 2 и 3 приведены магнитосопротивление β и коэффициент Холла

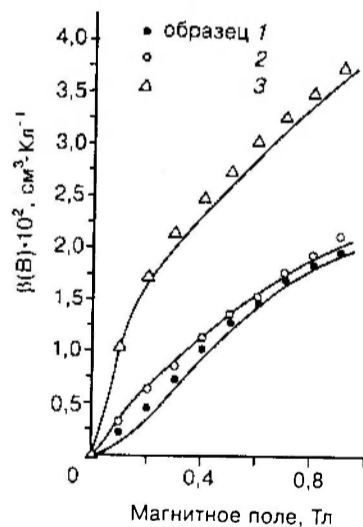


Рис. 2. Зависимость коэффициента магнитосопротивления от магнитного поля. Через экспериментальные точки проведены подгоночные кривые

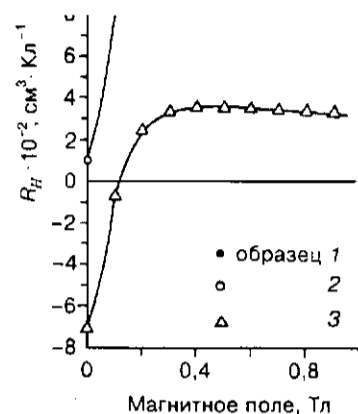


Рис. 3. Зависимость коэффициента Холла от магнитного поля. Через экспериментальные точки проведены подгоночные кривые

R_H в зависимости от магнитного поля для этих образцов. Через экспериментальные точки проведены теоретические кривые, построенные по параметрам, полученным по методу СП + МП.

Из рис. 2 видно, что образец 3 вследствие более высокой концентрации электронов имеет более сильную зависимость проводимости от магнитного поля, чем образцы 1 и 2. Коэффициент Холла для образца 3 (см. рис. 3) в области малых магнитных полей ($< 0,1$ Тл) имеет отрицательный знак, при дальнейшем увеличении магнитного поля знак R_H меняется на положительный. Для образцов 1 и 3 зависимость R_H остается всюду знакоположительной, что также свидетельствует о более низкой концентрации электронов в этих образцах. Для всех образцов характерно наличие максимума на зависимости $R_H(B)$, что объясняется наличием легких дырок [3].

Производные магнитосопротивления по магнитному полю (нормированные на максимальное значение) приведены на рис. 4. Из рисунка видно, что образец 1 имеет один пик от легких дырок с подвижностью $\mu_l = 18000 \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$ (знак носителей определяется по знаку R_H). Для этого образца пик на производной, обусловленный электронами, из-за малой их концентрации не виден на фоне пика от легких дырок. Для образца 3 измеренная зависимость $d\beta/dB$ от B имеет четко выраженный максимум, обусловленный электронами с подвижностью $\mu_e = 115000 \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$, и слабо различимый максимум от легких дырок с подвижностью $\mu_l = 11000 \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$. Для образца 2 вследствие более низкой концентрации электронов производная магнитосопротивления по магнитному полю, наряду с максимумом от электронов с подвижностью $\mu_e = 111000 \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$, имеет также более четко выраженный максимум, обусловленный легкими дырками с подвижностью $\mu_l = 17000 \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$. Используя концентрации и подвижности носителей, полученные по методу СП + МП, были рассчитаны теоретические зависимости производной от магнитного поля, которые

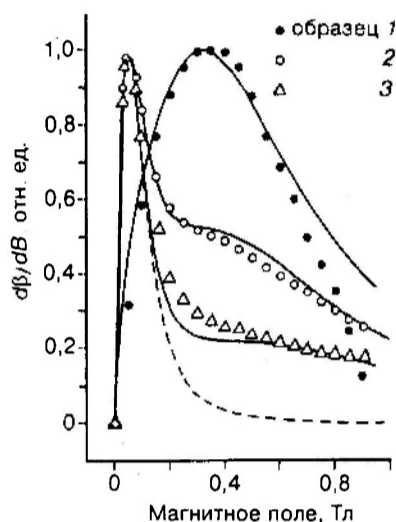


Рис. 4. Зависимость $d\beta/dB$ от магнитного поля. Для сравнения методов ДМ и СП + МП сплошными линиями проведены теоретические кривые, рассчитанные по параметрам из СП+МП. Для образца 2 построена штриховой линией теоретическая кривая для производной без учета легких дырок

также приведены на рис. 4. Видно, что они хорошо соответствуют особенностям экспериментальных данных для каждого образца. Кроме того, для образца 2 была рассчитана теоретическая магнитополевая зависимость производной без учета легких дырок, изображенная точками на рис. 4. Как и следовало ожидать, на ней отсутствует максимум в области средних значений магнитного поля.

На рис. 5 приведена магнитополевая зависимость производной магнитосопротивления для образца 2 при температуре 77 К. При понижении температуры электроны вымораживаются быстрее, чем легкие дырки, и вследствие этого пик от легких дырок выражен более отчетливо. (Параметры образца приведены в подписи к рис. 5, штриховая линия – вторая производная магнитосопротивления, позволяющая определить положение максимумов первой производной более точно.)

Результаты измерений были также обработаны по методу «спектра подвижности». Полученные спектры для всех образцов приведены на рис. 6. По оси абсцисс отложено значение подвижности (для электронов оно отрицательное), а по оси ординат – проводимости. Яркий выраженный центральный пик для всех трех образцов соответствует основным носителям – тяжелым дыркам. Как видно из рис. 6, образцы 2 и 3 с более низким составом, т. е. с меньшей шириной запрещенной зоны, имеют четко выраженное наличие высокоподвижных электронов зоны проводимости ($\mu_e \sim 100000 \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$), в то время как для образца 1 с $x=0,22$ этот сорт электронов не разрешается «спектром подвижности» из-за малой концентрации. Самый правый пик соответствует легким дыркам. Уточненные с помощью многозонной подгонки параметры приведены в таблице.

В то же время на спектре подвижности для образца 1 виден пик, соответствующий электронам с малой подвижностью. Расчеты показывают,

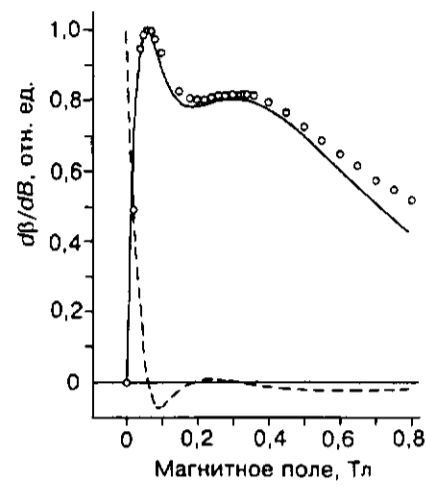


Рис. 5. Зависимость $d\beta/dB$ от магнитного поля для образца 2 при температуре 73 К. Сплошной линией проведена теоретическая кривая, рассчитанная по параметрам из СП + МП. Для уточнения положения максимумов штриховой линией построена вторая производная магнитосопротивления по магнитному полю. Концентрации и подвижности соответственно электронов, легких и тяжелых дырок равны: $7,3 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$, $112000 \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$, $3,2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$, $17000 \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$, $8,6 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, $350 \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$

что концентрация таких носителей $n_{e2} = 1 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$, а подвижность $\mu_{e2} = 18000 \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$. Природа этих носителей неясна. Возможно, это носители в приповерхностной области образца или носители, участвующие в про-

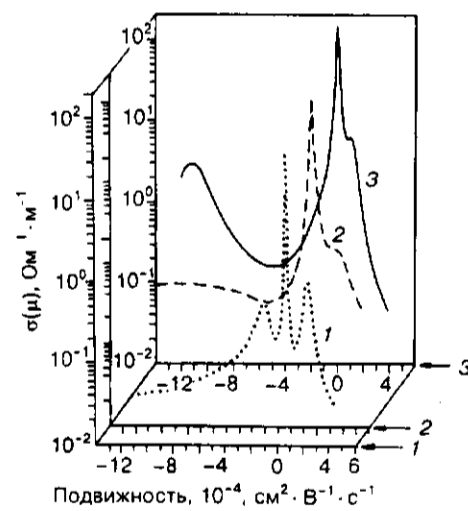


Рис. 6. «Спектры подвижности» при температуре 77 К: пунктирная кривая – образец 1, штриховая – 2, сплошная – 3. По оси абсцисс отложена подвижность (для электронов – отрицательная), по оси ординат – проводимость. Номера образцов соответствуют номерам координатных осей

проводимости по примесной зоне. Для выяснения природы дополнительного канала проводимости требуются дальнейшие исследования.

Таким образом, можно сделать вывод, что метод дифференциального магнитосопротивления является наглядным физическим методом. Он хорошо применим в таких полупроводниковых соединениях, как $Cd_xHg_{1-x}Te$ p -типа, в которых подвижность разного сорта носителей сильно отличается друг от друга по величине. Концентрация и подвижность носителей заряда определяются из простых соотношений и совпадают с данными, полученными с помощью более сложных методов.

В заключение авторы благодарят А. Ф. Кравченко за полезные обсуждения и критические замечания.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Кучис Е. В. Гальваномагнитные эффекты и методы их исследования. М.: Радио и связь, 1990.
2. Dzuiba Z. Analysis of the electrical conduction in CdHgTe crystals // Phys. Stat. Sol. (b). 1987. 140, N 1. P. 213.
3. Talipov N. H., Ovsyuk V. N., Remesnik V. G., Schaschkin V. V. Method for the characterization of electron, light- and heavy-hole concentration and mobilities in narrow-gap p -type HgCdTe // Mater. Sci. and Eng. E. 1997. B44. P. 278.
4. Beck W. A., Anderson J. R. Determination of electrical transport properties using a novel magnetic field-dependent Hall technique // Appl. Phys. 1987. 62. P. 541.
5. Antoszewski J., Seymour D. J., Faraone L. et al. Magneto-transport characterization using quantitative mobility-spectrum analysis // J. Electron. Mater. 1995. 24, N 9. P. 1255.
6. Thomas D. E., Rowell J. M. Low level second harmonic detection system // Rev. Sci. Instrum. 1965. 36, N 9. P. 1301.
7. Блатт Ф. Физика электронной проводимости в твердых телах. М.: Мир, 1971.
8. Meyer J. R., Hoffman C. A., Bartoli F. J. et al. Method for characterization of IR detector materials // Sem. Sci. Technol. 1993. 5. P. 805.

Поступила в редакцию 24 мая 1998 г.