

## ЗАВИСИМОСТЬ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОНИЦАЕМОСТИ ПРЯМОЗОННЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВ ОТ ВСЕСТОРОННЕГО ДАВЛЕНИЯ

*М. М. Гаджиалиев, М. И. Даунов, А. М. Мусаев\**

*Институт физики им. Х. И. Амирханова Дагестанского научного центра Российской академии наук  
367003, Махачкала, Россия*

Поступила в редакцию 12 декабря 2014 г.

По результатам количественного анализа барических зависимостей удельного сопротивления  $\rho(P)$  и коэффициента Холла  $R_H(P)$  определена барическая зависимость диэлектрической проницаемости  $\chi$  в диапазоне всестороннего давления от нуля до 1 ГПа в прямозонных полупроводниках ZnO, CdTe, InSb, InAs, CdSnAs<sub>2</sub> и CdGeAs<sub>2</sub>. Выяснено, что диэлектрическая постоянная убывает с ростом давления, причем коэффициент  $(d\chi/dP)/\chi$  возрастает с увеличением  $(dE_g/dP)/E_g$ .

DOI: 10.7868/S0044451015080131

Изменение диэлектрической проницаемости в полупроводниках под воздействием всестороннего давления  $\chi(P)$  определяется эволюцией всей зонной структуры, причем при увеличении эффективной ширины запрещенной зоны диэлектрическая постоянная должна уменьшаться [1, 2]. Барическая зависимость диэлектрической проницаемости исследовалась в Ge и Si [3–5], InSb [6], GaAs [7] и других полупроводниках. В работе [6] по данным о зависимости подвижности электронов в области примесной проводимости от всестороннего давления  $\mu(P)$  в прямозонном сильнолегированном  $n$ -InSb сделан вывод о том, что диэлектрическая постоянная уменьшается с давлением.

В данной работе приводятся значения коэффициента  $(d\chi/dP)/\chi$  в прямозонных полупроводниках ZnO, CdTe, InSb, InAs, CdSnAs<sub>2</sub> и CdGeAs<sub>2</sub> по результатам количественного анализа барических зависимостей кинетических коэффициентов: удельного сопротивления  $\rho(P)$  и коэффициента Холла  $R_H(P)$ , измеренных в аппаратах высокого давления типа поршень-цилиндр с жидкостью в качестве среды, передающей давление, до 2 ГПа [8] и в аппаратах твердофазного давления «тороид» (АВДН) до 8 ГПа [9].

В широкозонных слаболегированных прямозонных полупроводниках  $n$ -ZnO и  $n$ -CdTe энергия ионизации мелкого донора

$$E_{sh} = \frac{13.53}{\chi^2} \frac{m_n}{m_0} \text{ эВ} \quad (1)$$

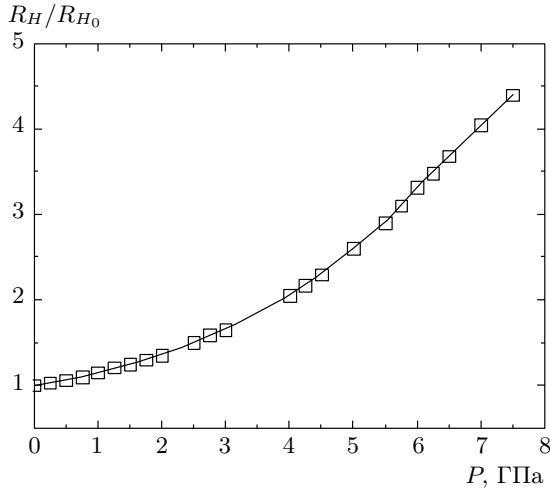
увеличивается при изотропном сжатии кристаллической решетки. Эффективная масса электронов [10, 11]

$$m_n = m_{n(P=0)} \left( 1 + \frac{P}{E_g} \frac{dE_g}{dP} \right), \quad (2)$$

где  $E_g$  — ширина запрещенной зоны. По результатам количественного анализа экспериментальных данных о  $R_H(P)$  в  $n$ -ZnO [12] и  $n$ -CdTe [13] в области примесной проводимости получено  $dE_{sh}/dP = (3\text{--}5) \text{ мэВ/ГПа}$ . На рис. 1 показана зависимость нормализованного коэффициента Холла  $R_H/R_{H_0}$  от всестороннего давления при  $T = 300 \text{ К}$  образца  $n$ -ZnO с  $R_H = -25 \text{ см}^3/\text{°C}$ ,  $\rho = 0.16 \text{ Ом}\cdot\text{см}$ ,  $\mu_H = 157 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$  при атмосферном давлении [12]. Для  $n$ -CdTe использованы экспериментальные данные для образца с  $R_H = -3472 \text{ см}^3/\text{°C}$ ,  $\rho = 3.47 \text{ Ом}\cdot\text{см}$ ,  $\mu_H = 1000 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$  при атмосферном давлении и  $T = 300 \text{ К}$  [13].

Таким образом, по зависимости  $E_{sh}(P)$ , известным величинам  $m_n$ ,  $E_g$  и  $dE_g/dP$  (см. [12, 13]) и соотношениям (1), (2) в интервале всесторонних давлений от нуля до 1 ГПа определен коэффициент  $(d\chi/dP)/\chi$ :

\*E-mail: akhmed-musaev@yandex.ru



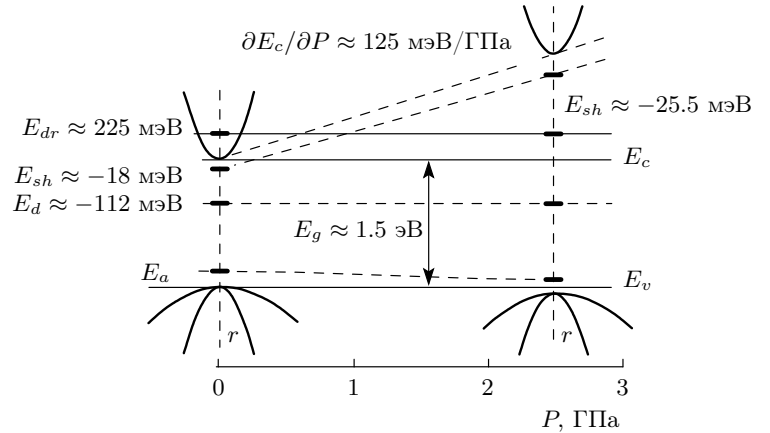
**Рис. 1.** Зависимость относительного коэффициента холла  $R_H/R_{H_0}$  от всестороннего давления  $P$  при  $T = 300$  К образца  $n$ -ZnO с  $R_{H_0} = -25$  см<sup>3</sup>/°С,  $\rho = 0.16$  Ом·см,  $\mu_{H_0} = 157$  см<sup>2</sup>/В·с при атмосферном давлении и  $T = 300$  К

$$\frac{1}{\chi} \frac{d\chi}{dP} = -\frac{1}{2} \left( E_{sh} \frac{dE_{sh}}{dP} - m_n \frac{dm_n}{dP} \right). \quad (3)$$

В ZnO величина  $(d\chi/dP)/\chi = -0.035$  ГПа<sup>-1</sup>, в CdTe имеем  $(d\chi/dP)/\chi = -0.038$  ГПа<sup>-1</sup>.

В отличие от  $n$ -ZnO, где использована одноуровневая модель, в  $n$ -CdTe при количественном анализе данных о  $R_H(P)$  из-за сложности примесного энергетического спектра использована четырехуровневая модель. Помимо мелких доноров и акцепторов учитывалось наличие глубоких доноров двух видов, уровни энергии которых расположены вблизи края зоны проводимости в запрещенной зоне и на сплошном спектре зоны проводимости (рис. 2).

В сильнолегированных полупроводниках ( $E_{sh} = 0$ ) в области примесной проводимости концентрация электронов от всестороннего давления не зависит. При доминирующем рассеянии электронов на ионах примеси рост удельного сопротивления с увеличением всестороннего давления определяется убыванием подвижности электронов  $\mu_I$  [14], обусловленным барической зависимостью эффективной массы электронов  $m_n(P)$  и диэлектрической проницаемости  $\chi(P)$ :



**Рис. 2.** Собственный и примесный энергетический спектры  $n$ -CdTe при всестороннем давлении при  $T = 300$  К

$$\frac{\mu_{i(P=0)}}{\mu_i} = \left( \frac{\chi_0}{\chi} \right)^2 \left( \frac{m_n}{m_{n(P=0)}} \right)^{1/2} \times \left[ \frac{\int_{-1.5}^0 (\eta, \beta)}{\int_{-1.5}^0 (\eta, \beta)} \right]_{(P=0)}^{-1} \left[ \frac{\int_{-1.5}^0 (\eta, \beta)}{\int_{-1.5}^0 (\eta, \beta)} \right]. \quad (4)$$

При сильном вырождении электронов зоны проводимости

$$\frac{\mu_{i(P=0)}}{\mu_i} = \left( \frac{\chi_0}{\chi} \right)^2 \left( \frac{m_n}{m_{n(P=0)}} \right)^2. \quad (5)$$

Здесь  $m_n$  и  $m_\eta$  — эффективная масса электронов соответственно на дне зоны проводимости и на уровне Ферми  $E_F$  в вырожденном случае:

$$m_n = \frac{3}{4} \frac{\hbar^2}{P_M^2} E_g, \quad (6)$$

$$m_\eta = m_n \left[ 1 + \frac{2\hbar^2}{m_n E_g} (3\pi^2 n_c)^{2/3} \right]^{1/2}, \quad (7)$$

$$n_c = \frac{(2m_n \kappa_0 T)^{3/2}}{3\pi^2 \hbar^3} \int_{-3/2}^0 (\eta, \beta), \quad (8)$$

$P_M$  — матричный элемент импульса, связывающего зону проводимости с валентной зоной,  $\int_{n,k}^m (\eta, \beta)$  — обобщенные двухпараметрические интегралы Ферми,  $\eta = E_F/k_B T$ ,  $\beta = k_B T/E_g$ ,  $k_B$  — постоянная Больцмана.

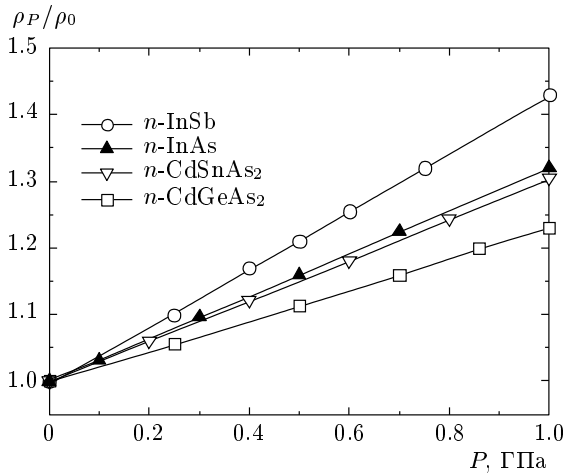


Рис. 3. Зависимость относительного удельного сопротивления в  $n$ -InSb,  $n$ -InAs,  $n$ -CdGeAs<sub>2</sub>,  $n$ -CdSnAs<sub>2</sub> от всестороннего давления при  $T = 300$  К

В отличие от антимонида индия, для которого величина спин-орбитального расщепления валентной зоны  $\Delta \gg E_g$  и можно ограничиться двухзонным приближением, в  $n$ -InAs,  $n$ -CdSnAs<sub>2</sub> и  $n$ -CdGeAs<sub>2</sub> следует исходить из трехзонной модели Кейна [14], так как  $\Delta$  и  $E_g$  близки по величине. Поскольку трехпараметрические интегралы Ферми никем еще не табулированы, для оценки  $(d\chi/dP)/\chi$  с использованием формул (4), (5) и двухпараметрических интегралов Ферми определено эффективное значение ширины запрещенной зоны  $E_g^*(P)$ . С этой целью применены также соотношения (6), (9):

$$m_n = \left[ \frac{E_g(E_g + \Delta)}{E_g + 2\Delta/3} \right] \frac{\hbar^2}{2P_M^2}. \quad (9)$$

Эффективная ширина запрещенной зоны и масса электронов в выше перечисленных полупроводниках равны ( $P$  — в ГПа): CdSnAs<sub>2</sub>:  $E_g^* = (0.2 + 0.09P)$  эВ;  $m_n/m_0 = 0.016 + 7.4 \cdot 10^{-3}P$ , InAs:  $E_g^* = (0.322 + 0.077P)$  эВ;  $m_n/m_0 = 0.022 + 5.24 \cdot 10^{-3}P$ , CdGeAs<sub>2</sub>:  $E_g^* = (0.405 + 0.065P)$  эВ;  $m_n/m_0 = 0.02 + 3.24 \cdot 10^{-3}P$ .

По экспериментальным данным о зависимости удельного сопротивления в сильнолегированных полупроводниках в области доминирующего механизма рассеяния на ионизованных примесях от всестороннего давления в интервале от нуля до 1 ГПа (рис. 3) и соотношениям (4) и (8) определен коэффициент  $(d\chi/dP)/\chi$  в прямозонных полупроводниках InSb, InAs, CdSnAs<sub>2</sub> и CdGeAs<sub>2</sub>. Постоянная Холла и соответственно концентрация электронов в пределах точности эксперимента, с учетом объемно-кон-

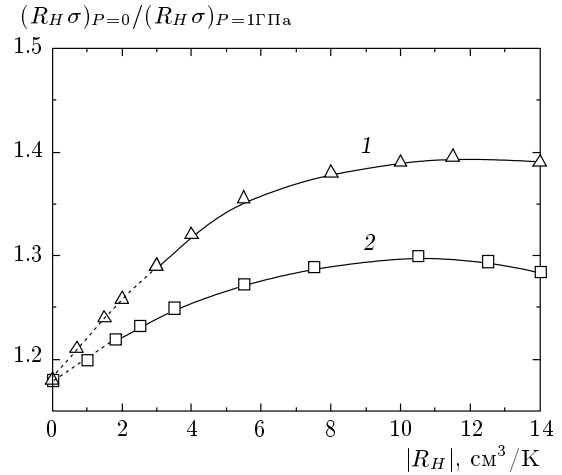


Рис. 4. Концентрационная зависимость относительного изменения холловской подвижности в  $n$ -CdSnAs<sub>2</sub> при  $T = 77$  К (кривая 1) и  $T = 295$  К (кривая 2)

Таблица. Коэффициент Холла и удельное сопротивление при  $T = 300$  К и атмосферном давлении

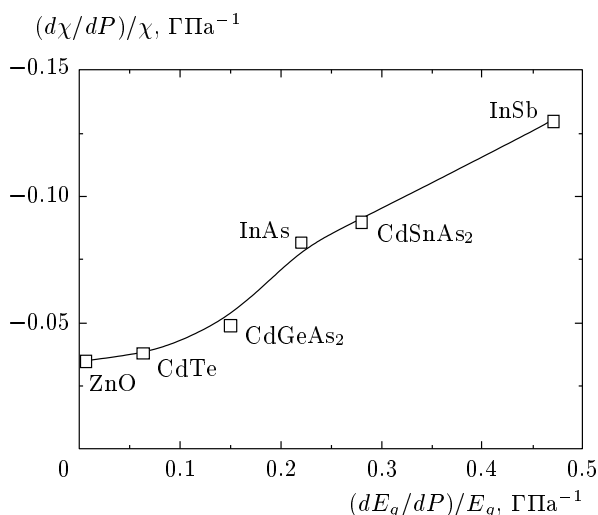
Соединение	$R_H$ , см <sup>3</sup> /К	$\rho$ , Ом·см
$n$ -InSb	224	2140
$n$ -InAs	340	84
$n$ -CdSnAs <sub>2</sub>	3.27	769
$n$ -CdGeAs <sub>2</sub>	61	21.4

центрационного эффекта, не зависят от температуры и давления при  $T = 300$  К.

В таблице приведены значения коэффициента Холла и удельного сопротивления при  $T = 300$  К и атмосферном давлении образцов.

На рис. 3 приведены зависимости относительного удельного сопротивления в  $n$ -InSb [6],  $n$ -InAs [15],  $n$ -CdGeAs<sub>2</sub> [16],  $n$ -CdSnAs<sub>2</sub> [17] от всестороннего давления при  $T = 300$  К. Температурная зависимость удельного сопротивления при атмосферном давлении определяется рассеянием на ионизованных примесях и степенью вырождения электронов.

На рис. 4 приведена концентрационная зависимость относительного изменения холловской подвижности в  $n$ -CdSnAs<sub>2</sub> при различных температурах и давлениях [17]. При  $R_H \rightarrow 0$  (рис. 4) относительное изменение холловской подвижности  $(R_H\sigma)_0/(R\sigma) \rightarrow (\chi_0/\chi_P)^2 \rightarrow m(\eta)$ , где  $m(\eta)$  — эффективная масса на уровне Ферми.



**Рис. 5.** Зависимость барического коэффициента  $(d\chi/dP)/\chi$  диэлектрической постоянной от относительного изменения ширины запрещенной зоны в прямозонных полупроводниках  $n$ -типа ZnO, CdTe, InSb, CdSnAs<sub>2</sub>, InAs и CdGeAs<sub>2</sub> (давление  $P = 0$ –1 ГПа)

На рис. 5 представлена зависимость барического коэффициента диэлектрической постоянной  $(d\chi/dP)/\chi$  от относительного изменения ширины запрещенной зоны  $(dE_g/dP)/E_g$  в прямозонных полупроводниках ZnO, CdTe, InSb, CdSnAs<sub>2</sub>, InAs и CdGeAs<sub>2</sub>, полученная в результате количественного анализа экспериментальных данных о зависимостях  $\rho(P)$  и  $R_H(P)$  в монокристаллах  $n$ -типа в интервале всестороннего давления от нуля до 1 ГПа.

Таким образом, выяснено, что в перечисленных выше прямозонных полупроводниках диэлектрическая постоянная убывает с ростом давления, причем коэффициент  $(d\chi/dP)/\chi$  возрастает с увеличением  $(dE_g/dP)/E_g$ .

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ (грант № 15-02-05181).

## ЛИТЕРАТУРА

1. Дж. Займан, *Принципы теории твердого тела*, Мир, Москва (1974).

2. Л. Ф. Верещагин, С. С. Кабалкина, *Рентгеноструктурные исследования при высоком давлении*, Наука, Москва (1979).
3. *Твердые тела под высоким давлением*, под ред. В. Пол, Д. Варшауэр, Мир, Москва (1966).
4. M. Cardona, H. Paul, and H. S. Brooks, *Phys. Chem. Sol.* **8**, 204 (1959).
5. M. Cardona, H. Paul, and H. Brooks, *Helv. Phys. A* **33**, 329 (1960).
6. Х. К. Абдувахидов, А. С. Волков, В. В. Галаванов, *ФТП* **4**, 2180 (1970).
7. A. R. Coni, K. Syassen, and M. Cardona, *Phys. Rev. B* **41**, 10104 (1990).
8. Е. С. Ицкевич, *Исследование и развитие низкотемпературных камер с фиксированным гидростатическим давлением. Физические исследования при высоких давлениях*, сб. статей под ред. А. И. Лайсаара, Таллин (1977).
9. И. А. Николаев, А. А. Старостин, *ЖЭТФ* **91**, 1001 (1986).
10. А. Л. Полякова, *Деформация полупроводников и полупроводниковых приборов*, Энергия, Москва (1979).
11. R. W. Keys, *Sol. St. Phys.* **11**, 149 (1960).
12. М. И. Даунов, М. М. Гаджиалиев, А. М. Мусаев, *Изв. РАН, сер. физ.* **73**, № 7, 1053 (2009).
13. И. К. Камилов, С. Ф. Габиров, М. И. Даунов, *ФТП* **45**, 1644 (2011).
14. Б. М. Аскеров, *Кинетические эффекты в полупроводниках*, Наука, Ленинград (1970).
15. М. И. Даунов, А. С. Ковалев, А. Ю. Моллаев, *ФТП* **45**, 44 (2011).
16. L. Konczewicz and S. Porowski, *High Temper. — High Pressure* **7**, 716 (1975).
17. М. И. Даунов, А. Б. Магомедов, А. Э. Рамазанова, *Изв. ВУЗов, сер. физ., вып. 8*, 98 (1986).