

УДК 537.311.322

ЧЕТЫРЕХЗОНДОВЫЙ МЕТОД СОВМЕСТНЫХ ИЗМЕРЕНИЙ КОМПОНЕНТ ТЕНЗОРА УДЕЛЬНОЙ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТИ И КОЭФФИЦИЕНТА ХОЛЛА АНИЗОТРОПНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ПЛЕНОК

© 2012 г. В. В. Филиппов

Липецкий государственный педагогический университет

Россия, 398020, Липецк, ул. Ленина, 42

Поступила в редакцию 03.05.2011 г.

После доработки 23.06.2011 г.

Получены теоретические модели распределения потенциала в прямоугольных полупроводниковых образцах, характеризующие особенности прохождения электрического тока в анизотропных средах. Предложен способ совместных измерений компонент тензоров электропроводимости и коэффициента Холла анизотропных полупроводниковых пленок.

ВВЕДЕНИЕ

В современной полупроводниковой электронике и нанoeлектронике все большее применение находят соединения, обладающие анизотропией электрофизических свойств [1, 2]. В ряде случаев анизотропия физических свойств наблюдается и у атомарных полупроводников под давлением или под влиянием внешних полей. В связи с этим возникает необходимость в надежных и легко воспроизводимых методах исследования полупроводниковых материалов, обладающих анизотропией электрических параметров. При этом основной проблемой при разработке этих методов является сложный характер распределений электрического поля в образцах [3–5].

Важную информацию о концентрации и подвижности свободных носителей заряда в полупроводниках позволяют получать совместные измерения удельной электропроводности и коэффициента Холла. Для изотропных полупроводников задача совместного определения этих параметров может быть решена четырехзондовым методом с использованием пробника с квадратным расположением зондов [6, 7]. В данной работе задача совместных измерений электропроводности и коэффициента Холла полупроводниковых пленок решена путем нахождения распределения потенциала электрического поля в исследуемых образцах.

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПОТЕНЦИАЛА

Определим распределение потенциала при гальваномангнитных явлениях в анизотропных полупроводниках прямоугольной формы в случае зондовых

измерений коэффициента Холла (рис. 1). В рассматриваемом случае образец прямоугольной формы вырезан так, что его грани параллельны кристаллографическим плоскостям. Образец помещен в поперечное магнитное поле \mathbf{B} , постоянный электрический ток $I_{(12)}$ (здесь и далее нижние индексы в скобках соответствуют номерам контактов) пропускается через зонды 1 и 2, имеющие координаты (x_1, y_1) и (x_2, y_2) соответственно (рис. 1). В этом случае тензор электропроводности уже не является диагональным [3, 8]:

$$\sigma = \begin{pmatrix} \sigma_x & \sigma_x \sigma_y R_z B & 0 \\ -\sigma_x \sigma_y R_z B & \sigma_y & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_z \end{pmatrix}, \quad (1)$$

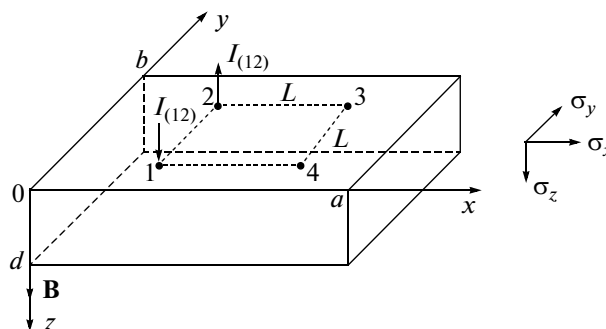


Рис. 1. Схема положения токовых и измерительных зондов к анизотропному полупроводнику при измерениях компонент тензора удельной электропроводности и коэффициента Холла. $I_{(12)}$ – ток зондов через образец; a, b, d – размеры пленки, L – межзондовое расстояние.

где $\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z$ – компоненты диагонального тензора электропроводимости в отсутствие магнитного поля; R_z – компонента тензора коэффициента Холла.

Следует отметить, что в выражении (1) компоненты тензора электропроводимости зависят от индукции магнитного поля B линейно. Это означает, что рассматривается эффект Холла в области относительно слабых магнитных полей ($(\mu B)^2 \ll 1$), когда можно пренебречь влиянием магнитного сопротивления, определяемого членами, содержащими B^2 .

При измерениях на постоянном токе, во внешнем постоянном магнитном поле в установленном режиме, в случае, когда магнитным полем тока можно пренебречь по сравнению с внешним, потенциал электрического поля в области образца удовлетворяет следующей краевой задаче [3, 8]:

$$\text{div } \mathbf{j} = \sigma_x \frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} + \sigma_y \frac{\partial^2 \Phi}{\partial y^2} + \sigma_z \frac{\partial^2 \Phi}{\partial z^2} = 0; \quad (2)$$

$$\left(\sigma_x \frac{\partial \Phi}{\partial x} + \sigma_x \sigma_y R_z B \frac{\partial \Phi}{\partial y} \right) \Big|_{x=0, a} = 0, \quad (3)$$

$$\left(\sigma_y \frac{\partial \Phi}{\partial y} - \sigma_x \sigma_y R_z B \frac{\partial \Phi}{\partial x} \right) \Big|_{y=0, b} = 0;$$

$$\sigma_z \frac{\partial \Phi}{\partial z} \Big|_{z=d} = 0, \quad \sigma_z \frac{\partial \Phi}{\partial z} \Big|_{z=0} =$$

$= -I_{(12)}[\delta(x - x_{(1)})\delta(y - y_{(1)}) - \delta(x - x_{(2)})\delta(y - y_{(2)})]$, где \mathbf{j} – вектор плотности тока; a, b, d – длина, ширина и толщина образца; $\delta(y), \delta(x)$ – дельта-функция Дирака, использование которой оправданно для токовых зондов с малой площадью входных сечений. Граничные условия (3), (4) определены из требования, что нормальная составляющая вектора плотности тока к поверхности образца отлична от нуля лишь под токовыми зондами.

Следует отметить, что краевая задача (2)–(4) не принадлежит к числу типичных краевых задач Дирихле или Неймана. На сегодняшний день точное аналитическое решение данной задачи отсутствует. Однако, в связи с тем что уже при постановке краевой задачи использовалось предположение о линейности потенциала Φ по B , ее решение можно представить в линейном приближении по магнитному полю. Таким образом, искомый потенциал можно представить в следующем виде:

$$\Phi = \Phi_0 + \Phi_B, \quad (5)$$

где Φ_0 – потенциал электрического поля в отсутствие внешнего магнитного поля; Φ_B – потенциал поля Холла, которое возникает в образце после

включения внешнего магнитного поля. При этом каждая из составляющих поля (5) должна удовлетворять уравнению (2).

Подставив решение (5) в краевую задачу (2)–(4), получим соответствующие краевые задачи:

для потенциала Φ_0 :

$$\sigma_x \frac{\partial^2 \Phi_0}{\partial x^2} + \sigma_y \frac{\partial^2 \Phi_0}{\partial y^2} + \sigma_z \frac{\partial^2 \Phi_0}{\partial z^2} = 0; \quad (6)$$

$$\sigma_x \frac{\partial \Phi_0}{\partial x} \Big|_{x=0, a} = 0, \quad \sigma_y \frac{\partial \Phi_0}{\partial y} \Big|_{y=0, b} = 0; \quad (7)$$

$$\sigma_z \frac{\partial \Phi_0}{\partial z} \Big|_{z=d} = 0, \quad \sigma_z \frac{\partial \Phi_0}{\partial z} \Big|_{z=0} =$$

$$= -I_{(12)}[\delta(x - x_{(1)})\delta(y - y_{(1)}) - \delta(x - x_{(2)})\delta(y - y_{(2)})],$$

для потенциала Φ_B :

$$\sigma_x \frac{\partial^2 \Phi_B}{\partial x^2} + \sigma_y \frac{\partial^2 \Phi_B}{\partial y^2} + \sigma_z \frac{\partial^2 \Phi_B}{\partial z^2} = 0, \quad (9)$$

$$\left(\sigma_x \frac{\partial \Phi_B}{\partial x} + \sigma_x \sigma_y R_z B \frac{\partial \Phi_0}{\partial y} \right) \Big|_{x=0, a} = 0, \quad (10)$$

$$\left(\sigma_y \frac{\partial \Phi_B}{\partial y} - \sigma_x \sigma_y R_z B \frac{\partial \Phi_0}{\partial x} \right) \Big|_{y=0, a} = 0, \quad \sigma_z \frac{\partial \Phi_B}{\partial z} \Big|_{z=0, d} = 0.$$

Решение краевых задач (6)–(8) и (9), (10) осуществим методом Фурье [9]. Опуская громоздкие математические выкладки, запишем окончательное выражение для распределения потенциала электрического поля:

$$\begin{aligned} \Phi_0 &= -\frac{4I_{(12)}}{\sigma_z ab} \times \\ &\times \sum_{k,n} A_{nk} \frac{\text{ch}(\eta_{kn}(d-z))}{\alpha_{kn} \text{sh}(\eta_{kn}d)} \cos(\alpha_k x) \cos(\beta_n y); \\ \Phi_B &= \frac{16I_{(12)}\sigma_x R_z B}{\sigma_z a^2 b d} \times \\ &\times \sum_{r,s,k,n=0}^{\infty} \left[\Theta_r \Theta_s A_{nk} \frac{(1-(-1)^{n+r})\beta_n^2}{(\beta_n^2 - \beta_r^2)\xi_{rs}(\eta_{kn}^2 + \delta_s^2)} \times \right. \\ &\times \left. \frac{(-1)^k \text{ch}(\xi_{rs}x) - \text{ch}(\xi_{rs}(x-a))}{\text{sh}(\xi_{rs}a)} \cos(\beta_r y) \cos(\delta_s z) \right] - \\ &- \frac{16I_{(12)}\sigma_y R_z B}{\sigma_z ab^2 d} \times \\ &\times \sum_{p,q,k,n=0}^{\infty} \Theta_p \Theta_q A_{nk} \frac{(1-(-1)^{k+p})\alpha_k^2}{(\alpha_k^2 - \alpha_p^2)\omega_{pq}(\eta_{kn}^2 + \delta_q^2)} \times \\ &\times \frac{(-1)^n \text{ch}(\omega_{pq}y) - \text{ch}(\omega_{pq}(y-b))}{\text{sh}(\omega_{pq}b)} \cos(\alpha_p x) \cos(\delta_q z); \end{aligned} \quad (12)$$

$$A_{nk} = \Theta_n \Theta_k (\cos(\alpha_k x_{(1)}) \cos(\beta_n y_{(1)}) - \cos(\alpha_k x_{(2)}) \cos(\beta_n y_{(2)})), \quad (13)$$

$$\Theta_{i\{i=k,n,p,q,r,s\}} = \begin{cases} 1, & i \neq 0; \\ 1/2, & i = 0, \end{cases}$$

$$\alpha_k = \pi k/a, \alpha_p = \pi p/a, \beta_n = \pi n/b, \beta_r = \pi r/b, \delta_q = \pi q/d, \delta_s = \pi s/d, \quad (14)$$

$$\eta_{kn}^2 = (\sigma_x \alpha_k^2 + \sigma_y \beta_n^2) / \sigma_z, \quad \omega_{pq}^2 = (\sigma_x \alpha_p^2 + \sigma_z \delta_q^2) / \sigma_y, \quad (15)$$

$$\zeta_{rs}^2 = (\sigma_y \beta_r^2 + \sigma_z \delta_s^2) / \sigma_x.$$

Полученные выражения (11), (12) позволяют проанализировать распределение потенциала и плотности тока в анизотропных образцах, помещенных во внешнее магнитное поле, а также разработать теоретически обоснованные методы измерения компонент тензора электропроводимости. Очевидно, что в представленном виде формулы (11), (12) на практике трудно применимы, поэтому, как правило, используется приближение тонких образцов.

ИЗМЕРЕНИЕ КОМПОНЕНТ ТЕНЗОРА ЭЛЕКТРОПРОВОДИМОСТИ

Полученное выражение для распределения потенциала (12) позволяет предложить четырехзондовый метод определения компонент тензора электропроводимости. Рассмотрим практически важный случай, когда токовые контакты расположены по углам квадрата со стороной L (см. рис. 1). Квадратный пробник располагается по центру образца, образующие стороны пробника параллельны соответствующим сторонам прямоугольного полупроводникового образца. Таким образом, координаты токовых и измерительных зондов 1–4 определяются как: $1[(a-L)/2, (b-L)/2, 0]$; $2[(a-L)/2, (b+L)/2, 0]$; $3[(a+L)/2, (b+L)/2, 0]$; $4[(a+L)/2, (b-L)/2, 0]$.

В рассматриваемой методике первоначально токовыми являются контакты 1, 4, измерительными – 2, 3. На основании полученного решения (11) распределение потенциала на поверхности пленки ($z = 0$) в отсутствие внешнего магнитного поля имеет вид:

$$\varphi_0 = \frac{8I_{(14)}}{\sigma_z ab} \sum_{\substack{k=1,3,5 \\ n=0,1,2}} (-1)^{\frac{k-1}{2}} \Theta_n \frac{\text{ch}(\eta_{kn}d)}{\eta_{kn} \text{sh}(\eta_{kn}d)} \times \quad (16)$$

$$\times \sin(\alpha_k L) \cos(\beta_n (b+L)/2) \cos(\beta_n y) \cos(\alpha_k x).$$

Из выражения (16) находим разность потенциалов между точками 2 и 3:

$$U_{(23)} = \frac{2I_{(14)}L}{\sigma_x bd} Q_1,$$

$$Q_1 = \frac{4b \sigma_x}{La \sigma_z} \sum_{\substack{k=1,3,5 \\ n=0,1,2}} \Theta_n \frac{\text{ch}(\eta_{kn}d)}{\eta_{kn} \text{sh}(\eta_{kn}d)} \times \quad (17)$$

$$\times \sin^2(\alpha_k L) \cos(\beta_n (b+L)/2) \cos(\beta_n (b-L)/2).$$

Из выражения (17) видно, что компоненты тензора электропроводимости сложным образом входят в ряд Фурье и раздельное их определение невозможно. Однако задача значительно упрощается для полупроводниковых пленок:

$$d \ll (L, a, b) \Rightarrow \text{ch}(\eta_{kn}d) \approx 1; \text{sh}(\eta_{kn}d) \approx \eta_{kn}d. \quad (18)$$

Таким образом, проведя суммирование по n [10], для разности потенциалов между точками 2 и 3 (см. рис. 1) получим следующее выражение:

$$U_{(23)} = \frac{2I_{(14)}L}{\sigma_x bd} Q_1,$$

$$Q_1 = \frac{4b}{aL\gamma} \sum_{k=1,3,5,\dots} \frac{\text{ch}^2(\alpha_k (b-L)/(2\gamma))}{\alpha_k \text{sh}(b\alpha_k/\gamma)} \sin^2(\alpha_k L/2), \quad (19)$$

$$\gamma = \sqrt{\sigma_y/\sigma_x}.$$

Величину $\gamma = \sqrt{\sigma_y/\sigma_x}$ обозначим как параметр анизотропии проводимости. Согласно (19), поправочный множитель Q_1 определяется размерами образца, расстоянием между зондами и параметром γ . Параметр анизотропии можно легко определить, если выполнить еще одно измерение: ток $I_{(12)}$ пропустить через зонды 1 и 2, а разность потенциалов измерить между зондами 3 и 4. При этом получим:

$$U_{(34)} = \frac{2I_{(12)}L}{\sigma_y ad} Q_2,$$

$$Q_2 = \frac{4a\gamma}{bL} \sum_{n=1,3,5,\dots} \frac{\text{ch}^2(\beta_n \gamma (a-L)/2)}{\beta_n \text{sh}(\beta_n \gamma a)} \sin^2(\beta_n L/2). \quad (20)$$

Отношение измеряемых напряжений при равенстве токов ($I_{(12)} = I_{(14)}$) зависит от параметра анизотропии γ , линейных размеров образца и расстояния между зондами:

$$\frac{U_{(23)}}{U_{(34)}} = \gamma^2 \frac{a Q_1}{b Q_2} = Q_3(\gamma, a, b, L) =$$

$$\frac{\sum_{k=1,3,5,\dots} \frac{\text{ch}^2(\alpha_k (b-L)/(2\gamma))}{\alpha_k \text{sh}(b\alpha_k/\gamma)} \sin^2(\alpha_k L/2)}{a \sum_{n=1,3,5,\dots} \frac{\text{ch}^2(\beta_n \gamma (a-L)/2)}{\beta_n \text{sh}(\beta_n \gamma a)} \sin^2(\beta_n L/2)}. \quad (21)$$

Значения множителей Q_1 , Q_2 и отношения Q_3 могут быть вычислены с помощью э.в.м. для конкретных исследуемых образцов. В качестве примера расчета по формуле (21) на рис. 2 представ-

лен график зависимости Q_3 от γ^2 для образца с различным соотношением сторон, когда размер зондового пробника условно принят за половину меньшей стороны. С помощью подобных графиков для конкретных образцов, зная отношение напряжений $U_{(23)}/U_{(34)}$ при одинаковых токах ($I_{(12)} = I_{(14)}$), можно определить параметр анизотропии, а затем из формул (19), (20) – компоненты тензора электропроводности. Данную методику обработки экспериментальной информации можно полностью автоматизировать с помощью э.в.м., применяя стандартные численные методы, что позволит определять параметр анизотропии более точно, чем по графику.

Следует отметить, что полученные нами выражения для распределений потенциалов справедливы и для изотропных образцов. В этом случае следует положить $\gamma = 1$, и для определения электропроводности достаточно одного измерения.

ИЗМЕРЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТА ХОЛЛА

Для определения компоненты тензора коэффициента Холла, согласно нашей методике, образец помещают в поперечное магнитное поле \mathbf{B} , постоянный ток $I_{(13)}$ пропускают через зонды 1 и 3, а между зондами 2, 4 измеряют э.д.с. Холла $E_{(24)}$ (см. рис. 1). Э.д.с. Холла определяется как дополнительная разность потенциалов между зондами 2, 4 при неизменном значении тока $I_{(13)}$ в присутствии магнитного поля.

На основании полученного распределения потенциала для холловского поля (12), произведя необходимые упрощения [10], запишем окончательное выражение для э.д.с. Холла между контактами 2 и 4:

$$E_{(24)} = \frac{I_{(13)}R_z B}{d} G; \tag{22}$$

$$G = \frac{4L}{a^2\gamma} F_1 + \frac{4L\gamma}{b^2} F_2 + \frac{16}{a^2}(F_3 - F_4) + \frac{16}{b^2}(F_5 - F_6); \tag{23}$$

$$F_1 = \sum_{k=1,3,5,\dots} (-1)^{\frac{k-1}{2}} \frac{\text{ch}(\alpha_k L/(2\gamma))}{\alpha_k \text{sh}(\alpha_k b/(2\gamma))} \sin(\alpha_k L/2); \tag{24}$$

$$F_2 = \sum_{n=1,3,5,\dots} (-1)^{\frac{n-1}{2}} \frac{\text{ch}(\gamma\beta_n L/2)}{\beta_n \text{sh}(\gamma\beta_n a/2)} \sin(\beta_n L/2); \tag{25}$$

$$F_3 = \sum_{\substack{p=2,4,\dots \\ k=1,3,\dots}} (-1)^{\frac{k+p-1}{2}} \times \frac{\alpha_k}{(\alpha_k^2 - \alpha_p^2)} \frac{\text{ch}(\alpha_k L/(2\gamma)) \text{sh}(\alpha_p L/(2\gamma))}{\alpha_p \text{sh}(\alpha_k b/(2\gamma)) \text{ch}(\alpha_p b/(2\gamma))} \times \sin(\alpha_k L/2) \cos(\alpha_p L/2); \tag{26}$$

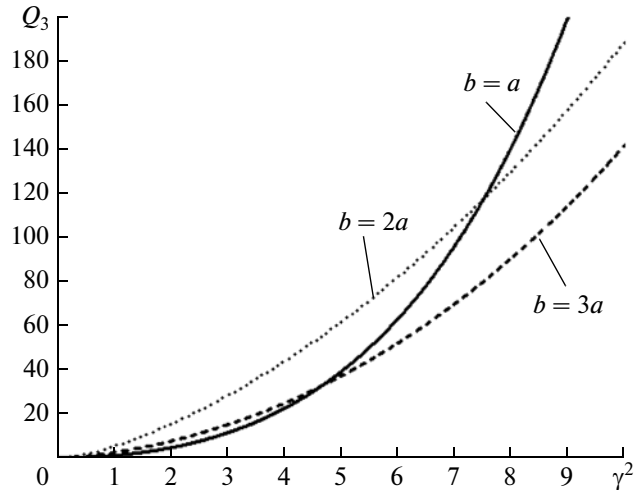


Рис. 2. Зависимость безразмерного множителя Q_3 от квадрата параметра анизотропии при различном соотношении сторон прямоугольного образца ($L = a/2$).

$$F_4 = \sum_{\substack{k=2,4,\dots \\ p=1,3,\dots}} (-1)^{\frac{k+p-1}{2}} \times \frac{\alpha_k}{(\alpha_k^2 - \alpha_p^2)} \frac{\text{sh}(\alpha_k L/(2\gamma)) \text{ch}(\alpha_p L/(2\gamma))}{\alpha_p \text{ch}(\alpha_k b/(2\gamma)) \text{sh}(\alpha_p b/(2\gamma))} \times \cos(\alpha_k L/2) \sin(\alpha_p L/2); \tag{27}$$

$$F_5 = \sum_{\substack{r=2,4,\dots \\ n=1,3,\dots}} (-1)^{\frac{n+r-1}{2}} \times \frac{\beta_n}{(\beta_n^2 - \beta_r^2)} \frac{\text{ch}(\gamma\beta_n L/2) \text{sh}(\gamma\beta_r L/2)}{\beta_r \text{sh}(\gamma\beta_n a/2) \text{ch}(\gamma\beta_r a/2)} \times \sin(\beta_n L/2) \cos(\beta_r L/2); \tag{28}$$

$$F_6 = \sum_{\substack{n=2,4,\dots \\ r=1,3,\dots}} (-1)^{\frac{n+r-1}{2}} \times \frac{\beta_n}{(\beta_n^2 - \beta_r^2)} \frac{\text{sh}(\gamma\beta_n L/2) \text{ch}(\gamma\beta_r L/2)}{\beta_r \text{ch}(\gamma\beta_n a/2) \text{sh}(\gamma\beta_r a/2)} \times \cos(\beta_n L/2) \sin(\beta_r L/2). \tag{29}$$

Выражения (23)–(29) при $\gamma = 1$ легко преобразуются в выражения для изотропных образцов. Необходимо отметить, что при $L = a, b$ ряды в выражениях (24)–(29) суммируются [10] и находим значение поправочного множителя $G = 1$, т.е. получаем известную формулу для измерения э.д.с. Холла при расположении измерительных контактов на противоположных гранях [6, 7].

На рис. 3 представлены графические результаты вычислений множителя G для различных образцов при использовании квадратного пробника

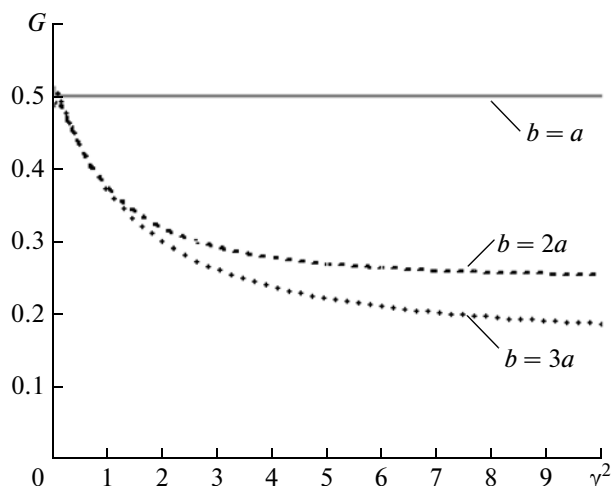


Рис. 3. Зависимость поправочного множителя G от квадрата параметра анизотропии полупроводникового образца при различном соотношении сторон ($L = a/2$).

с условной стороной $L = a/2$. Полученные результаты могут быть использованы для контроля вычислений. Расчет проводился на э.в.м. до членов ряда, меньших 10^{-4} . Согласно выполненным расчетам, для квадратного образца значения поправочного множителя G практически не зависят от анизотропии полупроводника.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ПРОВЕРКА

Предлагаемая методика совместных определения компонент тензора удельной проводимости и коэффициента Холла экспериментально проверялась на анизотропных пленках CdAs_2 , ZnAs_2 и изотропных пластинах кремния. В качестве токовых и измерительных контактов использовались прижимные вольфрамовые зонды. Через исследуемые образцы пропускался постоянный электрический ток от стабилизированного источника

питания Б5-44, разность потенциалов между измерительными зондами измерялась с помощью высокоомного вольтметра В2-34, положение измерительных и токовых контактов контролировалось с помощью микроскопа МБС-10. Зондовый пробник в форме квадрата со стороной $L = 8$ мм размещался по центру каждого из образцов. Экспериментальные данные для каждого из образцов получены по результатам не менее трех измерений при различных токах (для каждой серии измерений $I_{(ij)} = I_{(12)} = I_{(14)} = I_{(13)}$), их средние значения приведены в табл. 1.

Индукция магнитного поля при холловских измерениях изменялась в диапазоне 0–1 Тл с шагом 0.1 Тл при тех же значениях тока. Полученные значения электропроводностей, подвижностей и концентраций свободных носителей заряда приведены в табл. 2. В качестве сравнения здесь же представлены контрольные значения главных компонент тензора электропроводности, полученные при измерениях стандартным двухзондовым методом [6, 7]. Полученные значения холловских подвижностей ($\mu_x = R_z \sigma_x$, $\mu_y = R_z \sigma_y$) хорошо согласуются с известными экспериментальными данными [11].

Достоинством предложенного способа является возможность проведения совместных измерений компонент тензоров электропроводности и коэффициента Холла при помощи одной зондовой головки при неизменном ее положении на поверхности образца. Это позволит свести к минимуму механическое повреждение поверхности образца зондами.

Для реализации данной методики требуется достаточно простая установка, которую можно использовать как в промышленных, так и в учебных целях. Основное условие применимости метода – обязательное наличие плоской поверхности. Погрешность предложенного метода зависит от качества проведения эксперимента: точности установки контактов зондов, температуры и др. –

Таблица 1. Исходные экспериментальные данные

Образец	a , мм	b , мм	d , мм	$I_{(ij)}$, мА	$\langle U_{(23)} \rangle$, В	$\langle U_{(34)} \rangle$, В	$\langle Q \rangle$	$\langle R_z \rangle$, 10^{-3} м ³ /Кл
CdAs ₂	15.00	10.00	1.10	50	0.0836	1.64	0.0507	1.78
				100	0.169	3.35		1.83
				200	0.334	6.59		1.85
ZnAs ₂	14.00	12.25	1.05	50	9.32	0.612	15.2	0.948
				100	18.7	1.23		0.954
				200	37.8	2.49		0.961
Si	25.00	25.00	1.20	50	0.241	0.234	1.00	4.13
				100	0.468	0.475		4.16
				200	0.941	0.952		4.22

Таблица 2. Результаты экспериментальных измерений

Образец	$\sigma_x, \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{ м}^{-1}$		$\sigma_y, \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{ м}^{-1}$		$\mu_x, 10^{-3} \text{ м}^2/(\text{В} \cdot \text{ с})$	$\mu_y, 10^{-3} \text{ м}^2/(\text{В} \cdot \text{ с})$	$n, 10^{-21} \text{ м}^{-3}$
	Эксперимент	Контроль	Эксперимент	Контроль			
CdAs ₂	41.9	42.2	8.76	8.91	76.3	15.9	3.43
ZnAs ₂	2.02	2.03	5.14	5.20	1.92	4.90	6.55
Si	27.6	28.3	27.6	28.3	115	115	1.50

и определяется в основном погрешностью хорошо известного четырехзондового метода [6, 7]. Дополнительная погрешность, вносимая при расчете коэффициентов, может быть намного ниже погрешности приборов, поскольку расчетные формулы получены путем строгого решения краевых электродинамических задач.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Фори П.А., Мартышов М.Н., Тимошенко В.Ю., Кашкаров П.К.* // Физика и техника полупроводников. 2006. Т. 40. № 4. С. 476.
2. *Немов С.А., Тарантасов Г.Л., Прошин В.И. и др.* // Физика и техника полупроводников. 2009. Т. 43. № 12. С. 1629.
3. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1982.
4. *Поляков Н.Н., Филиппов В.В.* // Электронный журнал "Исследовано в России". 2003. № 046. С. 539; <http://zhurnal.aire.relarn.ru/articles/2003/046.pdf>.
5. *Филиппов В.В., Поляков Н.Н.* // Известия вузов. Электроника. 2004. № 2. С. 9.
6. *Батавин В.В., Концевой Ю.А., Федорович Ю.В.* Измерение параметров полупроводниковых материалов и структур. М.: Радио и связь, 1985.
7. *Павлов Л.П.* Методы измерения параметров полупроводниковых материалов. М.: Высшая школа, 1987.
8. *Аскеров Б.М.* Электронные явления переноса в полупроводниках. М.: Наука, 1985.
9. *Мирлюбов Н.Н., Костенко М.В., Левинштейн М.Л., Тиходеев Н.Н.* Методы расчета электростатических полей. М.: Высшая школа, 1963.
10. *Градитейн И.С., Рыжик И.М.* Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений. М.: Наука, 1971.
11. *Баранский П.И., Клочков В.П., Потыкевич И.В.* Полупроводниковая электроника. Киев: Наукова думка, 1975.