ФТП, том 24, вып. 6, 1990

ВЛИЯНИЕ ПОПЕРЕЧНОГО ГРАДИЕНТА КОНЦЕНТРАЦИИ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА НА РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ХОЛЛОВСКОГО ПОТЕНЦИАЛА В ПОЛУПРОВОДНИКЕ

Веденеев А. С., Дмитриев С. Г., Рыльков В. В., Шагимуратов О. Г.

Принято считать, что в случае неоднородного распределения концентрации свободных носителей заряда по толщине образца обычные измерения эффекта Холла позволяют получить сведения лишь о среднем ее значении [1]. При этом, однако, до сих пор не обращалось внимание на то обстоятельство, что в ряде практически важных случаев, в частности при измерениях эффекта Холла в условиях существования поперечного градиента концентрации носителей заряда, оказывается возможным нахождение не только среднего значения концентрации, но и характерной глубины, определяющей ее распределение по толщине образца. Покажем это.

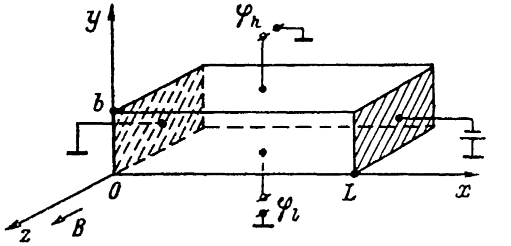

Рис. 1. Расположение образца и схема его включения.

φ_h, φ_l — потенциалы холловских зондов; V — напряжение, приложенное к образцу; L, b — длина и ширина образца соответственно.

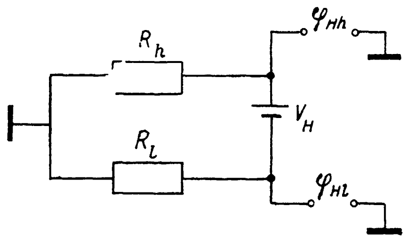

Рис. 2. Упрощенная эквивалентная схема образца.

$V_H = |\varphi_{Hh} - \varphi_{Hl}|$ — ЭДС Холла; R_h, R_l — соответственно сопротивления верхней и нижней частей образца, разделенного плоскостью y=const, на которой холловский потенциал $\varphi_H = 0$.

Будем считать, что концентрация носителей заряда p в образце является функцией только одной координаты y (рис. 1). Такая ситуация может возникать, например, при совпадении координаты y с осью роста кристалла, вдоль которой примеси распределены обычно неоднородно [2], при облучении поверхности полупроводника светом из области примесного поглощения и т. д. Направим магнитное поле **B** вдоль оси z и измерим потенциалы холловских зондов φ_h и φ_l относительно земли. Значения φ_h и φ_l можно представить в виде суммы двух слагаемых, одно из которых (φ_0) определяется тянущим электрическим полем, а другое ($\varphi_{Hh,\ l}$) — возникающим в образце холловским полем $\varphi_{h,\ l} = \varphi_0 + \varphi_{Hh,\ l}$. Очевидно, что в условиях, когда холловская подвижность носителей заряда по толщине образца постоянна (μ_H=const), разность потенциалов ($\varphi_{Hh} - \varphi_{Hl}$) определяется только тянущим электрическим полем E_x и тангенсом холловского угла $\theta = \mu_H B$ и не зависит от вида функции $p(y)$. В то же время абсолютные значения холловских потенциалов φ_{Hh} и φ_{Hl} в неоднородном случае могут оказаться неодинаковыми. Это непосредственно вытекает из анализа упрощенной эквивалентной схемы образца, показанной на рис. 2. Так, например, если концентрация носителей заряда максимальна у нижней грани образца и монотонно спадает к противоположной грани образца, что соответствует $R_h > R_l$ (рис. 2), то холловский потенциал этой грани φ_{Hl}, естественно, должен быть меньше, чем потенциал верхней грани φ_{Hh}, причем отличие $|\varphi_{Hh}|$ от $|\varphi_{Hl}|$ должно быть тем больше, чем меньше характерная глубина (l) спада концентрации носителей заряда.

Для определения зависимости отношения $\varphi_{Hl}/\varphi_{Hh}$ от l найдем распределение холловского потенциала по толщине образца $\varphi_H(y)$. С этой целью воспользуемся уравнениями переноса носителей заряда в полупроводнике при наличии магнитного поля, которые для стационарного случая имеют вид [3]

$$\mathbf{j} = -\hat{\sigma} \operatorname{grad} \varphi, \tag{1}$$

$$\operatorname{div} \mathbf{j} = 0, \tag{2}$$

где $\mathbf{j}$ — плотность тока, φ — электрохимический потенциал, $\hat{\sigma}$ — тензор электропроводности. Для изотропного полупроводника

$$\hat{\sigma} = \begin{pmatrix} \sigma & \theta\sigma \\ -\theta\sigma & \sigma \end{pmatrix}. \tag{3}$$

В рассматриваемом случае компонента σ является функцией координаты y, поскольку $\sigma \backsim p$ [3]. Подставляя (1) и (3) в (2), получаем уравнение, описывающее распределение потенциала,

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} - p^{-1} \frac{\partial p}{\partial y} \left(\theta \frac{\partial \varphi}{\partial x} - \frac{\partial \varphi}{\partial y} \right) = 0. \tag{4}$$

Для нахождения $\varphi(x, y)$ дополним это уравнение граничными условиями

$$\begin{aligned} \varphi(0, y) &= 0, \\ \varphi(L, y) &= V, \end{aligned} \tag{5}$$

$$j_y(x, 0) = j_y(x, b) = 0, \tag{6}$$

где L — длина образца, b — его толщина (рис. 1). Первое из них вытекает из эквипотенциальности токовых контактов, а второе соответствует отсутствию нормальной составляющей тока на нижней и верхней гранях образца.

Введем характерную длину $l = -p\,(dp/dy)^{-1}$, полагая, что концентрация носителей заряда изменяется по экспоненциальному закону (например, носители заряда в полупроводнике генерируются примесным монохроматическим излучением). Кроме того, ограничившись приближением слабого магнитного поля $\theta = \mu_H B \ll 1$, будем искать решение в виде $\varphi = E_x x + \varphi_H(x, y)$. Упростив (4) и (6) с учетом сделанных приближений, получаем решение задачи

$$\begin{aligned} \varphi_H(x, y) = {} & \theta E_x \left(y - l + \frac{b}{e^{b/l} - 1} \right) - \theta E_x e^{y/2l} \frac{2b^2}{\pi^3} \sum_{k=1}^{\infty} \left[1 + (-1)^{k+1} e^{-b/2l} \right] \times \\ & \times \frac{k}{\left(k^2 + \frac{b^2}{4\pi^2 l^2} \right)^2} \frac{\operatorname{ch}\left[\sqrt{\left(\frac{\pi k}{b} \right)^2 + \frac{1}{4l^2}} \left(x - \frac{L}{2} \right) \right]}{\operatorname{ch}\left(\sqrt{\left(\frac{\pi k}{b} \right)^2 + \frac{1}{4l^2}} \, \frac{L}{2} \right)} \times \\ & \times \left[\frac{1}{2l} \sin\left(\frac{\pi k}{b} y \right) - \frac{\pi k}{b} \cos\left(\frac{\pi k}{b} y \right) \right] \end{aligned} \tag{7}$$

($k = 0, 1, 2, \ldots$), которое при $l/b \gg 1$ совпадает с известным решением, полученным в [4] для однородного случая.

Из (7) следует, что на расстоянии от токовых контактов, превышающем $x_0 = \left(\frac{\pi^2}{b^2} + \frac{1}{4l^2} \right)^{-1/2}$, холловский потенциал в объеме полупроводника распределен по закону

$$\varphi_H(x, y) \simeq \theta E_x \left(y - l + \frac{b}{e^{b/l} - 1} \right). \tag{8}$$

Другими словами, шунтирование ЭДС Холла практически отсутствует, если холловские зонды удалены от токовых контактов на расстояние $\geqslant x_0$. Подставляя в (8) значения $y = 0$ и $y = b$, получаем выражения для φ_{Hl} и φ_{Hb}, устанавливающие связь между искомой длиной l и измеряемыми в опыте величинами.

Авторы выражают благодарность А. Г. Ждану и Т. М. Лифшицу за ценные замечания и внимание к работе, А. Г. Шафрану за проведение предварительных экспериментов, стимулировавших работу.

Список литературы

[1] Кучис Е. В. Методы исследования эффекта Холла. М., 1974. 328 с.
[2] Медведев С. А. Введение в технологию полупроводниковых материалов. М., 1970. 504 с.
[3] Зеегер К. Физика полупроводников. М., 1977. 615 с.
[4] Добровольский В. М., Гриценко Ю. И. // ФТТ. 1962. Т. 4. В. 10. С. 2760—2769.

Институт радиотехники и электроники
АН СССР
Москва

Получено 2.01.1990
Принято к печати 14.02.1990

ФТП, том 24, вып. 6, 1990

ТЕМПЕРАТУРНОЕ ГАШЕНИЕ ФОТОПРОВОДИМОСТИ В АМОРФНОМ ГИДРИРОВАННОМ КРЕМНИИ, СЛАБО ЛЕГИРОВАННОМ БОРОМ

Казанский А. Г., Миличевич Е. П., Уразбаева Р. А.

Легирование аморфного гидрированного кремния (a-Si : H) малыми концентрациями бора используется для создания высокоомных фоточувствительных слоев. К настоящему времени фотоэлектрические свойства данных материалов исследованы значительно меньше, чем свойства нелегированного и сильно легированного a-Si : H.

В настоящей работе исследована фотопроводимость ($\sigma_ф$) слабо легированных бором пленок a-Si : H толщиной 1 мкм, полученных разложением моносилана (SiH_4) в ВЧ тлеющем разряде при температуре подложки 250 °C. Легирование осуществлялось добавлением в реакционную камеру диборана в соотношении $[B_2H_6]/[SiH_4]=10^{-6}$. Перед измерениями образцы отжигались при $T_a=180$ °C в течение 30 мин в вакууме 10^{-3} Па. Температурные зависимости фотопроводимости при энергии кванта $h\nu=1.9$ эВ и интенсивности $2\cdot 10^{14}$ кв/см$^2\cdot$с измерялись в процессе повышения температуры со скоростью 1 град/мин. Знак термоэдс в исследованных образцах соответствовал дырочному типу проводимости, что согласуется с данными работ [1, 2] для аналогичных уровней легирования. Температурные зависимости темновой проводимости в области температур 280—480 K имели активационный характер с энергией активации 0.83 эВ.

На рис. 1 показаны температурные зависимости $\sigma_ф$ пленки a-Si : H, легированной бором. Здесь же для сравнения приведены данные для нелегированного a-Si : H. Как видно из рисунка, в области $T < 250$ K легированный бором образец имеет более резкую по сравнению с нелегированным a-Si : H активационную зависимость $\sigma_ф(1/T)$. Энергия активации (ΔE_t^p) составляет $(0.27\pm\pm 0.01)$ эВ. Согласно [3], в случае переноса носителей по делокализованным состояниям и захвата их на рекомбинационные состояния с уровней прилипания величина ΔE_t^p соответствует положению эффективного уровня прилипания для основных носителей (в нашем случае дырок — E_t^p) относительно края зоны (в нашем случае валентной).

Для исследованного образца в области температур 330—400 K наблюдается температурное гашение фотопроводимости (ТГФ), которое для слабо легированных бором пленок a-Si : H отмечалось также в работе [2]. Измеренная нами зависимость величины ТГФ от энергии кванта показала, что ТГФ возникает при $h\nu > 1.6$ эВ, достигает максимума при $h\nu=(1.9-2.0)$ эВ и затем уменьшается. ТГФ наблюдалось при возбуждении образца как со стороны свободной поверхности, так и со стороны подложки. Это указывает на объемную природу эффекта.

ТГФ при $T < 250$ K в нелегированных пленках a-Si : H, в которых $\sigma_ф$ определяется электронами, хорошо известно [2, 4-7]. Различные модели [4, 6] связывают ТГФ с наличием эффективного уровня прилипания для неосновных