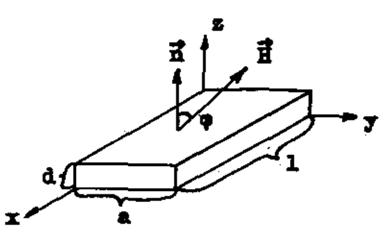
УДК 621.315.592

ГАЛЬВАНОМАГНИТНЫЕ ЭФФЕКТЫ В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ПЛЕНКАХ

Б.В. Морозов, Б.П. Зотьев

В настоящей работе не используется предположение о малости флуктуаций в отличие от расчетов Хэрринга [I]. В аналогичной постановке задача рассматривалась Бейтом и Биром [2], однако у них получено решение для экспоненциального распределения концентрации носителей вдоль тока. Нами рассматриваются перпендикулярные току градиенты n и μ.



Рассчитаем коэффициент Холла и поперечное магнитосопротивление для образцов в форме прямоугольного параллелепипеда длины ℓ, ширины a и толщины d, как показано на рисунке, при следующих предположениях:

а) концентрация и подвижность носителей (а следовательно, и время релаксации) зависят только от координаты z:

$$n = n(z), \qquad \mu = \mu(z); \tag{I}$$

б) размеры образца – $d \ll a \ll \ell$, что позволяет пренебречь влиянием токовых электродов и границ в y – направлении;

в) внешние поля приложены следующим образом:

$$\vec{E}_{\ell H} = (E_x, 0, 0);$$
$$\vec{H} = (0, H\sin\varphi, H\cos\varphi);$$

г) так как через грань образца, перпендикулярную оси y, ток не протекает, то для расстояний, достаточно удаленных от торцевых контактов, следует:

$$\frac{1}{d}\int_0^d j_y\, dz = 0, \tag{2}$$

где j_y – y – компонента плотности тока.

Для x – компоненты тока выберем условие разомкнутых контактов:

$$j_x = 0 . \tag{3}$$

Выражение для плотности тока в произвольном магнитном поле имеет следующий вид [3]:

$$\vec{j} = \frac{e^2 n}{m^*}\left\langle \frac{\tau\vec{E} + \gamma\tau^2[\vec{H}\vec{E}] + \gamma^2\tau^3(\vec{H}\vec{E})\vec{H}}{1+\omega^2\tau^2}\right\rangle, \tag{4}$$

где знак $<\ >$ означает усреднение по энергиям; $\tau = \tau(\varepsilon, z)$ – время релаксации, $\gamma = \frac{e}{m^* c}$, $\omega = \gamma H = \frac{eH}{m^* c}$.

Эффективную проводимость и коэффициент Холла (при $\varphi = 0$) определим согласно следующим выражениям:

$$\sigma_{нэф} = \frac{\frac{1}{d}\int_0^d j_x\, dz}{E_x}, \tag{5а}$$

$$R_{нэф} = \frac{E_y}{H\frac{1}{d}\int_0^d j_x\, dz} \tag{5б}$$

Для нахождения коэффициента Холла и магнитосопротивления необходимо решить уравнение (2) при указанных выше предположениях. Рассмотрим отдельно случаи слабых и сильных магнитных полей.

Слабые магнитные поля: $\omega\tau \ll 1$. Разложив знаменатель в (4) по малому параметру $\omega\tau$, ограничившись членами третьей степени, используя (2),(3),(5а), можно получить выражение для эффективной проводимости в магнитном поле:

$$\sigma_{нэф} = K_3 \left[1 + \frac{K_2^2 H^2}{K_1 K_3} \right], \qquad (6)$$

где

$$K_1 = \frac{1}{d}\int_0^d \sigma (1 - \xi \cos^2\varphi \mu^2 H^2)\, dz,$$

$$K_2 = \frac{\cos\varphi}{d}\int_0^d \sigma\mu \left[1 - (\eta - \xi \sin^2\varphi)\mu^2 H^2\right] dz, \qquad (7)$$

$$K_3 = \frac{1}{d}\int_0^d \sigma \left[1 - (\xi - \sin^2\varphi)\mu^2 H^2\right] dz.$$

$$\xi = \frac{\langle\tau^3\rangle\langle\tau\rangle}{\langle\tau^2\rangle^2}, \qquad \eta = \frac{\langle\tau^4\rangle\langle\tau\rangle^2}{\langle\tau^2\rangle^3},$$

μ - холловская подвижность: $\mu = R\cdot\sigma = \frac{e}{m^*}\frac{\langle\tau^2\rangle}{\langle\tau\rangle}$.
Выражение для коэффициентов Холла имеет смысл для $\varphi = 0$:

$$R_{нэф} = \frac{K_2}{K_1 K_3 + K_2^2 H^2}.$$

Анализ выражения (6) показывает, что угловая диаграмма $\sigma_{нэф}(\varphi)$ должна быть симметрична относительно обеих осей X и Y.

Сильные магнитные поля: $\omega\tau \gg 1$. Пренебрегая единицей по сравнению с $\omega^2\tau^2$ и ограничившись линейным приближением по малому параметру $(\omega\tau)^{-1}$, получаем

$$\sigma_{нэф} = \frac{ec}{H L_1}(L_1 L_3 + L_2 + L_4), \qquad (9)$$

где

$$L_1 = \frac{1}{d}\int_0^d \frac{n\langle\tau\rangle\langle\tau^{-1}\rangle}{Q}\, dz,$$

$$L_2 = \frac{\omega\cos^2\varphi}{d^2}\int_0^d \frac{n\langle\tau\rangle dz}{Q}\int_0^d n\, dz, \qquad (10)$$

$$L_3 = \frac{1}{d}\int_0^d \frac{n(\sin^2\varphi + \cos^2\varphi\langle\tau\rangle\langle\tau^{-1}\rangle)dz}{Q},$$

$$L_4 = \frac{1}{d}\int_0^d \frac{n(\omega\langle\tau\rangle - \omega^{-1}\langle\tau^{-1}\rangle)dz}{Q},$$

$$Q = \cos^2\varphi\, \omega\langle\tau\rangle + \sin^2\varphi\, \omega^{-1}\langle\tau^{-1}\rangle$$

Коэффициент Холла (при $\varphi = 0$) определяется только средней по толщине концентрацией носителей:

$$R_{нэф} = \left(\frac{ec}{d}\int_0^d n\, dz\right)^{-1}$$

При $\vec{H} \parallel \vec{n}$ ($\varphi = 0$) выражение (9) значительно упрощается:

$$\sigma_{нэф} = \frac{\left(\frac{e}{d}\int_0^d n\, dz\right)^2}{\frac{m^*}{d}\int_0^d n\langle\tau^{-1}\rangle dz} \qquad (11)$$

Если τ не зависит от энергии носителей, а только $\tau = \tau(z)$, то в этом приближении эффект физического магнитосопротивления отсутствует [4] и зависимость $\sigma_{нэф}$ и $R_{нэф}$ от магнитного поля определяется только неравномерным распределением $n(z)$ и $\mu(z)$. Такой случай для $\vec{H} \parallel \vec{n}$ был рассмотрен Хласником [5]. Как легко показать, наши результаты при этом допущении переходят в соответствующие выражения Хласника, если положить $\varphi = 0$, $\xi = \eta = 1$ и $\langle\tau\rangle = \tau$.

В заключение отметим, что неравномерное распределение локальных параметров пленок по толщине в некоторых случаях может быть аппроксимировано ступенчатой функцией. Такое упрощение применимо, например, для тонких слоев с областью пространственного заряда у поверхности, а также для эпитаксиальных пленок, содержащих тонкий переходной слой на границе с подложкой. В этом случае теоретический анализ существенно упрощается.

Литература

I. HERRING C. Effect of Random Inhomogeneities on Electrical and Galvanomagnetic Measurements. - "J.Appl. Phys.", 1960, vol.31, p.1939.

2. BATE R.T., BEER A.C. Influence of Conductivity Gradients on Galvanomagnetic Effects in Semiconductors.-"J.Appl. Phys.", 1961, vol.32, p.800.

3. АНСЕЛЬМ А.И. Введение в теорию полупроводников, М.-Л., Физматгиз, 1962.

4. БОЛХОВИТЯНОВ Ю.Б., КРАВЧЕНКО А.Ф., МОРОЗОВ Б.В., СКОК Э.М. Некоторые особенности кинетических коэффициентов в эпитаксиальных слоях полупроводников. -ФТП, 1971, т.5, стр. 1197.

5. H'LASNIK J. - Влияние градиентов концентрации и подвижности носителей тока на гальваномагнитные явления в полупроводниках. - SSE, 1965, т.8, № 5, стр. 461.

Поступила в ред.-изд.отд.
15 августа 1972 г.