

- [11] Adam A., Cser L., Kajsos Z. S., Zimmer G. // Phys. St. Sol. 1972. V. 49. N 1. P. K79—K82.
 [12] Хлопкин М. Н., Черноплеков И. А., Черемных П. А. // Препринт ИАЭ-3549/10. М., 1982.
 [13] Wohlfarth E. P. // Phys. Lett. 1963. V. 4. P. 83—84.

Уральский
 государственный университет
 им. А. М. Горького
 НИИ физики и прикладной математики
 Свердловск
 Институт атомной энергии
 им. И. В. Курчатова
 Москва

Поступило в Редакцию
 11 марта 1990 г.

УДК 539.219.1

© Физика твердого тела, том 32, № 8, 1990
 Solid State Physics, vol. 32, N 8, 1990

ЭФФЕКТ ХОЛЛА НА ПЕРЕМЕННОМ ТОКЕ В СИЛЬНО НЕОДНОРОДНЫХ ТВЕРДОТЕЛЬНЫХ СРЕДАХ ПРИ СЛАБЫХ И СИЛЬНЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ

И. И. Фищук

Эффект Холла обычно используется для определения знака и концентрации носителей заряда в кристаллических системах [1]. При этом в слабых магнитных полях необходимо знать механизм рассеяния носителей заряда, в сильных магнитных полях постоянная Холла от механизма рассеяния не зависит. В случае неоднородных систем ситуация усложняется. Концентрация носителей заряда n_n , найденная из холловских измерений, уже не совпадает с концентрацией n_c , определяющей ток проводимости. При этом в постоянном электрическом поле $n_n \gg n_c$. Подробно этот вопрос обсужден в [2], где отмечено, что точная количественная теория эффекта Холла в случайно-неоднородных системах отсутствует. Но для отдельных частных моделей получено, что постоянная Холла определяется средней по образцу концентрацией \bar{n} .

В настоящем сообщении представлены результаты для эффекта Холла в широкой области частот ω переменного электрического поля в трехмерных сильно неоднородных системах. Предполагается, что средний размер неоднородностей значительно больше длины свободного пробега носителей заряда. При этом использованы результаты, полученные методом эффективной среды в работе [3].

В общем случае эффективное значение постоянной Холла в магнитном поле H определяется выражением

$$R_m(\omega) = \frac{\sigma_m^{yx}(\omega)}{[\sigma_m^{xx}(\omega)]^2 + [\sigma_m^{yx}(\omega)]^2}. \quad (1)$$

В первом случае рассмотрим слабые магнитные поля ($\omega_c \langle \tau \rangle \ll 1$, $\omega_c = eH/mc$, τ — время свободного пробега носителей заряда). В низкочастотной области ($\omega \ll \omega_1$) имеем [3]

$$\sigma_m^{yx} = \frac{3}{2D} \omega_c \frac{\langle \tau^2 \rangle}{\langle \tau \rangle} \sigma_m^{xx}, \quad \sigma_m^{xx} = \frac{\sigma_0}{2} e^{D/3}, \quad (2)$$

$$\sigma_0 = \frac{e^2}{m} n_0 \langle \tau \rangle, \quad (3)$$

а в высокочастотной ($\omega \gg \omega_2$)

$$\sigma_m^{yx} = \omega_c \frac{\langle \tau^2 \rangle}{\langle \tau \rangle} \sigma_m^{xx}, \quad \sigma_m^{xx} = \frac{\sigma_0}{2D} e^D. \quad (4)$$

Здесь $D = \Delta\varepsilon/kT \gg 1$; $\Delta\varepsilon$ — полуширина разброса края зоны проводимости; n_0 — концентрация носителей заряда в центре флуктуационной зоны; $\omega_1 \sim \tau_{M1}^{-1}$, $\omega_2 \sim \tau_{M2}^{-1}$, где τ_{M1} , τ_{M2} — максвелловские времена релаксации соответственно на уровне классического протекания и на дне глубоких ям зоны проводимости, причем $\tau_{M1} \gg \tau_{M2} \gg \tau$. Тогда для постоянной Холла имеем: в низкочастотной области

$$R_m = -\frac{1}{ecn_{\text{H}}^l} \frac{\langle \tau^2 \rangle}{\langle \tau \rangle^2}, \quad (5)$$

$$n_{\text{H}}^l = n_0 \left(\frac{2D}{3} \right) \cdot \frac{1}{2} e^{D/3} = \frac{2D}{3} n_{\sigma}^l \gg n_{\sigma}^l, \quad (6)$$

$$n_{\sigma}^l = \frac{n_0}{2} e^{D/3}, \quad (7)$$

в высокочастотной области

$$R_m = -\frac{1}{ecn_{\text{H}}^h} \frac{\langle \tau^2 \rangle}{\langle \tau \rangle^2}, \quad n_{\text{H}}^h = \frac{n_0}{2D} e^D = \bar{n} = n_{\sigma}^h. \quad (8)$$

Отношение $n_{\text{H}}^h/n_{\text{H}}^l$ принимает вид

$$\frac{n_{\text{H}}^h}{n_{\text{H}}^l} = \left(\frac{3}{2D} \right)^2 \cdot \frac{2}{3} e^{2/3 \cdot D}. \quad (9)$$

При $D = 15$ имеем $n_{\text{H}}^h/n_{\text{H}}^l \simeq 1.5 \cdot 10^2$, т. е. $n_{\sigma}^l \ll n_{\text{H}}^l \ll n_{\text{H}}^h = \bar{n}$.

Рассмотрим теперь систему в сильных магнитных полях ($\omega_c \langle \tau \rangle \gg 1$). В низкочастотной области

$$\sigma_m^{yx} = \frac{\pi}{2} \frac{3}{2D} \sigma_m^{xx}, \quad \sigma_m^{xx} = \frac{\sigma_0}{\omega_c \langle \tau \rangle} \cdot \frac{1}{2} e^{D/3}, \quad (10)$$

$$R_m = -1/ecn_{\text{H}}^l, \quad (11)$$

$$n_{\text{H}}^l = n_0 \frac{2D}{3\pi} e^{D/3} = \frac{4D}{3\pi} n_{\sigma}^l \gg n_{\sigma}^l. \quad (12)$$

В высокочастотной области

$$\sigma_m^{yx} = \frac{\omega_c}{\langle \tau^{-1} \rangle} \sigma_m^{xx}, \quad \sigma_m^{xx} = \sigma_0 \frac{\langle \tau^{-1} \rangle}{\omega_c^2 \langle \tau \rangle} \frac{1}{2D} e^D, \quad (13)$$

$$R_m = 1/ecn_{\text{H}}^h, \quad (14)$$

$$n_{\text{H}}^h = n_0 \frac{1}{2D} e^D = n_{\sigma}^h = \bar{n}. \quad (15)$$

Отношение $n_{\text{H}}^h/n_{\text{H}}^l$ принимает вид

$$\frac{n_{\text{H}}^h}{n_{\text{H}}^l} = \frac{\pi}{2} \left(\frac{3}{2D} \right)^2 \cdot \frac{2}{3} e^{2/3 \cdot D}. \quad (16)$$

При $D = 15$ имеем $n_{\text{H}}^h/n_{\text{H}}^l \simeq 2.3 \cdot 10^2$, т. е., как и выше, $n_{\sigma}^l \ll n_{\text{H}}^l \ll n_{\text{H}}^h = \bar{n}$. Отметим, что в случае сильных магнитных полей постоянная Холла не зависит от механизма рассеяния носителей заряда, как и в кристаллических системах [1].

Таким образом, для сильно неоднородных систем мы получили, что найденная из холловских измерений концентрация носителей заряда n_{H} только в высокочастотной области совпадает со средней по объему концентрацией \bar{n} и с концентрацией n_{σ} , определяющей проводимость системы ($n_{\text{H}}^h = \bar{n} = n_{\sigma}^h$). Ситуация аналогична той, которая имеет место в кристаллических твердых телах во всей области частот переменного электрического поля. Однако в низкочастотной области как в случае слабых, так и сильных магнитных полей имеем $n_{\sigma}^l \ll n_{\text{H}}^l \ll \bar{n}$. Полученные нами выражения дают связь между этими концентрациями.

С п и с о ж л и т е р а т у р ы

- [1] Ансельм А. И. Введение в теорию полупроводников. М., 1978. 615 с.
- [2] Шик А. Я. // Неоднородные и примесные полупроводники во внешних полях. Кишинев, 1979. С. 22—40.
- [3] Фицук И. И. // ФТТ. 1989. Т. 31. № 5. С. 135—139.

Институт ядерных исследований
АН УССР
Киев

Поступило в Редакцию
8 января 1990 г.
В окончательной редакции
22 марта 1990 г.

