

# РАЗМЕРНЫЕ ЭФФЕКТЫ В МАГНИТОСОПРОТИВЛЕНИИ ПЛЕНОК ДЫРОЧНОГО ГЕРМАНИЯ ТОЛЩИНОЙ, СРАВНИМОЙ С ДЛИНОЙ СВОБОДНОГО ПРОБЕГА ПО ЭНЕРГИИ

П. П. ВИЛЬМС, В. С. САРДАРЯН, С. В. ЗЕЙТНАГЯН, Э. Д. КРИГЕР

В пленках дырочного германия, толщиной порядка длины свободного пробега по энергии, наблюдалось два эффекта: 1) анизотропия магнитосопротивления, уменьшающаяся с ростом температуры от 78°К до 300°К., 2) зависимость магнитосопротивления от величины и направления электрического поля. Установлено, что скорость отдачи энергии на свободной поверхности пленки больше чем на границе раздела германий-подложка из сапфира.

В тонких полупроводниковых пленках могут иметь место два типа размерных эффектов в проводимости. Они связаны с наличием двух параметров, имеющих размерность длины:  $l$  — длиной свободного пробега и  $l_e$  — длиной, связанной с передачей энергии рассеивающим центром. Между ними существует соотношение  $l_e \gg l$ , поэтому эффекты, обусловленные  $l_e$ , будут наблюдаться при больших размерах образца, нежели эффекты связанные с  $l$ .

В поперечном магнитном поле  $H_{\perp}$ , перпендикулярном плоскости пленки, так же как и в его отсутствии, эффекты в пленках толщиной  $d \approx l_e$ ,  $l$  имеют место лишь при разогреве электронного газа [1, 2]. В слабых электрических полях ( $e l_e E \ll k_0 T$ ) наблюдается лишь уменьшение подвижности, если  $d \sim l$  и носители заряда рассеиваются диффузно.

Особый случай реализуется при ориентации магнитного поля  $H_{\parallel}$  параллельно поверхности пленки. При этом возможны размерные эффекты даже в слабых, в смысле  $\frac{e l_e E}{k_0 T} \ll 1$ , электрических полях.

Разогрев (остывание) носителей заряда в этом случае происходит лишь вблизи поверхности пленки в слое толщиной  $\sim l_e$ . Магнитное поле, как хорошо известно, сепарирует электроны по скоростям. Если скорости релаксации энергии [3, 4] на поверхности пленки не бесконечны, вблизи одной поверхности будем иметь ансамбль электронов с температурой  $T_e$  превышающей решеточную  $T_0$ , а у другой — с  $T_e < T_0$ .

Возникновение в пленке областей с температурой, отличной от равновесной, приводит к двум размерным эффектам в проводимости.

Первый связан с появлением члена в проводимости, квадратичного по магнитному полю, приводящего к уменьшению магнитосопротивления. Возникший в магнитном и электрическом полях градиент дырочной температуры приводит к появлению термоэлектрического поля, частично компенсирующего потоки быстрых и медленных частиц по-



перек пленки. В результате ток увеличивается и величина „пленочно-го“ магнитосопротивления уменьшается по сравнению с его величиной в массивных полупроводниках. Этот эффект всегда имеет место, когда  $d \sim l_c$  и скорости отдачи энергии на поверхностях конечны. Анизотропия магнитосопротивления, обусловленная указанным механизмом, обнаружена в работе [5] и исследована позже в  $P-Ge$  [6] и  $n-Si$  [7].

Второй эффект имеет место, когда скорости отдачи энергии на обеих поверхностях различны. В этом случае средняя по сечению пленки дырочная температура будет отличаться от решеточной и, если время релаксации зависит от температуры, тогда проводимость будет содержать член, линейный по электрическому и магнитному полям, что и наблюдалось в [8].

Таким образом, магнитосопротивление в тонких пленках  $d \sim l_c$  при наличии магнитного поля в плоскости пленки будет содержать два члена, по-разному зависящих от внешних полей (квадратичный и линейный):

$$\frac{\Delta\rho}{\rho_0} = \frac{\Delta\rho}{\rho_0} (H_{\parallel}^2) + \frac{\Delta\rho}{\rho_0} (EH_{\parallel}). \quad (1)$$

Ясно, что второй член обращается в нуль при ориентации магнитного поля в направлении перпендикулярном плоскости пленки, он отсутствует также в массивных образцах.

В отличие от него член, квадратичный по магнитному полю, всегда имеет место, а при  $d \rightarrow \infty$  он переходит в магнитосопротивление массивного полупроводника.

В настоящем сообщении исследованы оба указанных размерных эффекта в пленках дырочного германия на сапфировых подложках, основные объемные параметры которого сведены в табл. 1. Длины сво-

ТАБЛИЦА

| $T^{\circ}K$ | $\mu_{\text{хол}}$<br>$\frac{\text{см}^2}{\text{В} \cdot \text{сек}}$ | $\rho$<br>$\text{см}^{-3}$ | $l_T$<br>мкм | $l_A$<br>мкм | $\frac{\mu_{\text{хол}}}{c}$<br>д.д.в.<br>$H=0.5 \text{ кэ}$ | $\frac{\mu_{\text{хол}}}{c}$<br>д.д.в. | $\frac{\mu_{\text{хол}}}{c}$<br>д.д.в. |
|--------------|-----------------------------------------------------------------------|----------------------------|--------------|--------------|--------------------------------------------------------------|----------------------------------------|----------------------------------------|
| 300          | $24 \cdot 10^3$                                                       | $2.5 \cdot 10^{23}$        | 0.03         | 0.03         | 0.007                                                        | 0.06                                   | 0.005                                  |
| 78           | $2.5 \cdot 10^4$                                                      | $2.5 \cdot 10^{23}$        | 0.2          | 0.6          | 0.07                                                         | 0.6                                    | 0.036                                  |

бодного пробега тяжелых и легких дырок ( $l_T$  и  $l_A$ ) оценены по подвижности эффекта Холла  $\mu_{\text{хол}}$  с учетом двухзонной модели  $P-Ge$  соответственно, дебаевская длина экранирования  $Z_r$  — по концентрации дырок  $P$ .

На рис. 1 приведены зависимости приведенного к объемному значению пленочного коэффициента анизотропии

$$K_{\text{пл}} = \frac{\left[ \frac{\Delta\rho}{\rho_0} (H_{\parallel}^2) \right]_{\text{пл}}}{\left[ \frac{\Delta\rho}{\rho_0} (H_{\perp}^2) \right]_{\text{об}}} \quad (2)$$

от температуры для пленок различной толщины.



Уменьшение степени пленочной анизотропии с ростом температуры является следствием изменения длины свободного пробега, а следовательно и параметра  $\frac{l_e}{d}$ , ответственного за величину размерного эффекта.

На рис. 2 представлены кривые линейного магнитосопротивления в зависимости от электрического поля для пленок толщиной 0,8 мкм, 3 мкм, 5 мкм при температуре 78°K.

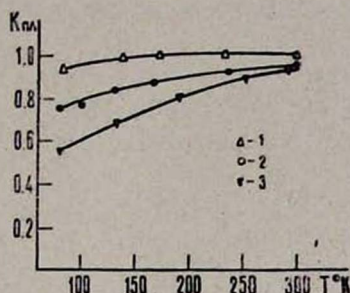


Рис. 1. Зависимости коэффициента анизотропии от температуры в магнитном поле  $H = 0,5$  кэ. 1— $d = 10$  мкм, 2—4 мкм, 3—2 мкм.

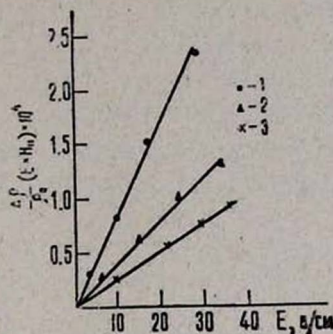


Рис. 2. Магнитосопротивление  $\frac{\Delta\rho}{\rho_0}(EH_{||})$  в зависимости от электрического поля. 1—5 мкм, 2—3 мкм, 3—0,8 мкм,  $H = 0,5$  кэ,  $T = 78^\circ\text{K}$ .

В исследуемом интервале электрических полей зависимости оказались линейными, что находится в согласии с теорией [3]. Для более толстых пленок измерения были затруднены вследствие малости линейного магнитосопротивления по отношению к квадратичному, на фоне которого и измерялась величина  $\frac{\Delta\rho}{\rho_0}(EH)$ .

На рис. 3 приведены графики зависимости магнитосопротивления  $\frac{\Delta\rho}{\rho_0}(H_{||}^2) \pm \frac{\Delta\rho}{\rho_0}(EH_{||})$  от магнитного поля для образца толщиной  $d = 0,8$  мкм,  $T = 78^\circ\text{K}$ . Кривые 1,3—для  $E = 30$  в/см, 2— $E = 0,3$  в/см.

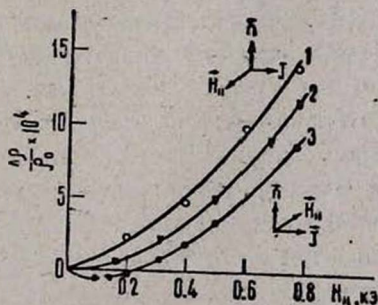


Рис. 3. Кривые магнитосопротивления в зависимости от магнитного поля.  $d = 0,8$  мкм,  $T = 78^\circ\text{K}$ . Кривые 1,3—для  $E = 30$  в/см, 2— $E = 0,3$  в/см.



0,8 мкм при  $T = 78^\circ\text{K}$ ,  $E = 30$  в/см. Верхняя и нижняя кривые соответствуют двум противоположным направлениям магнитного поля (на рисунке  $n$  — внешняя нормаль к свободной поверхности пленки).

Средняя кривая измерена в электрическом поле  $E = 0,3$  в/см, когда линейным членом можно пренебречь, и представляет собой квадратичное магнитосопротивление.

Как видно из рис. 3, в случае, когда сила Лоренца отклоняет дырки к свободной поверхности, вблизи которой в этом случае будут дрейфовать дырки с  $T_e > T_0$ , соответственно возле границы раздела германий-сапфир — с  $T_e < T_0$ , линейное магнитосопротивление имеет отрицательный знак.

Принимая во внимание характер зависимости  $\mu(T)$  в исследуемых пленках (см. таблицу), из вышесказанного следует, что  $\bar{T}_e < T_0$ , где

$$\bar{T}_e = \frac{1}{d} \int_0^d T_e(z) dz — \text{средняя по сечению пленки дырочная температура.}$$

Таким образом, при заданной ориентации магнитного поля преимущественный вклад в  $\bar{T}_e$  вносят холодные носители вблизи границы раздела, следовательно скорость отдачи энергии на свободной поверхности меньше в исследуемых пленках, чем на границе, разделяющей германий с сапфиром.

Качественно это можно понять следующим образом. В условиях когда длина пробега по фононам  $l_e$  порядка или больше толщины пленки, очевидно, релаксация  $T_e \rightarrow T_0$  обусловлена не фононами, а другими локальными неоднородностями на поверхностях пленки. Такими могут быть поверхностные колебания решетки полупроводника, колебания граничащего с германием сапфира, адсорбированные на поверхностях атомы, не образующие регулярной кристаллической решетки, и дислокации. Кроме того, релаксация энергии носителей, подлетающих к поверхности, может происходить и в приповерхностной потенциальной яме, обогащенной основными носителями [9]. Исследуемые пленки, вследствие обработки их в травителе СР-4, имели на свободной поверхности слой дырок с концентрацией, значительно превышающей объемную. В противоположность этому на границе раздела германий-сапфир, согласно данным по эффекту поля, имел место отражающий дырки потенциал. Естественно, что поверхностная область, обогащенная носителями, будет способствовать быстрому размену энергии с дырками, движущимися под действием силы Лоренца к поверхности и имеющими температуру, отличную от решеточной, в то время как противоположная граница пленки в этом смысле менее активна.

В заключение авторы пользуются случаем поблагодарить А. Г. Клименко, П. П. Добровольского за содействие в проведении эксперимента.



## Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Т. Н. Пинскер, В. Б. Сандомирский, ФТТ, 7, 4, 1228 (1965).
2. Э. С. Грибников, В. И. Мельников, Т. С. Сорокина, ФТТ, 8, 3379 (1966).
3. Э. С. Грибников, В. И. Мельников, ЖЭТФ, 51, 1909 (1966).
4. В. С. Бочков, Ю. Г. Гуревич, ФТТ, 11, 714 (1969).
5. В. С. Сардарян, П. П. Вильмс и др. ФТП, 3, 1255 (1966).
6. В. С. Сардарян, П. П. Вильмс, ФТП, 4, 1375 (1970).
7. А. И. Климовская, О. В. Снитко, С. Н. Кириллова, Письма в ЖЭТФ, 11, 119 (1970).
8. П. П. Вильмс, В. С. Сардарян, П. П. Добровольский, С. В. Копытова, Письма в ЖЭТФ, 10, 377 (1969).
9. В. И. Мельников, ФТП, 1, 1068 (1967).

ԲԱՐԱԿ, ԱԶԱՏ ՎԱԶՔԻ ԵՐԱՐՈՒԹՅԱՆ ԿԱՐԳԻ ՀԱՍՏՈՒԹՅՈՒՆ ՈՒՆԵՑՈՂ  
ԿԻՍԱՀԱՂՈՐԴԻՉՆԵՐԻ ԹԱՂԱՆԹՆԵՐՈՒՄ ՄԱԳՆԵՍԱԴԻՄԱԴՐՈՒԹՅԱՆ  
ՉԱՓԻ ԷՖԶԵԿՏՆԵՐ

Պ. Պ. ՎԻԼՄՍ, Վ. Ս. ՍԱՐԴԱՐՅԱՆ, ՍՐ. Վ. ԶԵՅՔՆԱՂՅԱՆ, Է. Դ. ԿՐԵԳԵՐ

Գերմանիումի բարակ թաղանթներում հետազոտված են հաղորդականության չափի էֆֆեկտները, երբ մագնիսական դաշտը ազդում է հոսանքի խտությանը ուղղահայաց հարթության մեջ: Հայտնաբերված է մագնիսադիմադրության անիզոտրոպիա և վերջինի կախումը էլեկտրական դաշտի մեծությունից: Զափումները կատարված են թույլ մագնիսական և էլեկտրական դաշտերում,  $78^\circ\text{K}$  մինչև  $300^\circ\text{K}$  ջերմաստիճանի փոփոխման միջակայքում: Թաղանթների հաստությունը փոխվել է  $0,8-100$  մմ կ միջակայքում, Տեսական և փորձնական կորերի համեմատությամբ հաշված է ըստ էներգիայի ազատ վազքի երկարության կարգը:

DIMENSION EFFECTS IN MAGNETIC RESISTANCE  
OF HOLE GERMANIUM FILMS WITH THICKNESS  
COMPARABLE TO THE FREE PATH OF ENERGY

P. P. VILMS, V. S. SARDARIAN, S. V. ZEITNAGIAN and E. D. KREGER

Dimension Effects in p-Ge film conduction in a magnetic field in plane normal to current have been investigated. The magnetic resistance anisotropy and its dependence on electric field were observed. Measurements were made in weak electric and magnetic fields with temperature range from  $78^\circ\text{K}$  to  $300^\circ\text{K}$  and film thickness from  $0.8 \mu$  to  $100 \mu$ . Comparison of the experimental (at  $78^\circ\text{K}$ ) and theoretical curves of film anisotropy ratio v. s. thickness has been made.