РАСЧЕТ АНОМАЛЬНОГО ЭФФЕКТА ХОЛЛА ПРИ КОМНАТНОЙ ТЕМПЕРАТУРЕ В ТЕРМООБРАБОТАННОМ ОБРАЗЦЕ n-Ge

Ван Си-фу, Син Сюй, Цзян Вэй

С помощью модели инверсионного слоя рассматривается аномальный эффект Холла при комнатной температуре в термообработанном (при $T=670$ °C) образце n-Ge. Результаты расчета хорошо согласуются с экспериментальными данными.

Введение. Известно, что для описания аномального эффекта Холла при низкой или сверхнизкой температуре предложено несколько теоретических моделей [1-5]. Однако недавно были обнаружены серии аномальных электромагнитных свойств полупроводника при комнатной температуре [6-9].

В работе [10] обсуждалась аномальная температурная зависимость коэффициента Холла на образце InAs при постоянном напряжении и низкой температуре. Авторы [10] развили теорию инверсионного слоя и успешно объяснили указанные аномалии. После этого в работе [11] на образце p-InAs эта модель была подтверждена экспериментально.

В нашей работе, согласно модели инверсионного слоя [10], вычислен аномальный эффект Холла при комнатной температуре на термообработанном при 670 °C образце n-Ge. Полученный результат соответствует экспериментальным данным [6].

Вывод формул

Условия эксперимента, при которых наблюдался аномальный эффект Холла в образце n-Ge, следующие: сила тока I постоянна, разность потенциалов Холла V_H и разность потенциалов проводимости V_σ измеряются в разомкнутой цепи.

Как и авторы работы [10], будем для удобства считать, что образец и его внутренняя инвертированная область p-типа проводимости имеют вид прямоугольных параллелепипедов. Обозначим длины ребер образца a, b, l, а толщину поверхностного слоя n-типа проводимости d_s. Тогда длины ребер внутренней области p-типа проводимости будут соответственно равны $d_a=a-2d_s$, $d_b=b-2d_s$, $d_l=l-2d_s$. На рис. 1, *а* показаны стереотомические фигуры слоя n-типа проводимости.

1. *Полный эффективный коэффициент Холла образца.* С учетом симметрии областей *11* и *12*, *21* и *22*, *31* и *32* (рис. 1, *а*) эквивалентная цепь полной эффективной холловской разности потенциалов V_H представлена на рис. 1, *б*.

Выражение для полного эффективного коэффициента Холла имеет вид

$$R=\frac{bV_H}{IB}=b\left\{\left[\frac{2R_n\sigma_n d_l d_s}{ab-d_a d_b}\left(1-\frac{J_s d_a d_b}{I}\right)+\frac{2R_n\sigma_n d_s}{a}+\frac{R_p\sigma_p J_s e d_l}{eJ_s d_a+2kT\sigma_p}\,\frac{J_s d_a d_b}{I}\right]\times\right.$$
$$\left.\times\frac{d_a\left(eJ_s d_a+2kT\sigma_p\right)}{\sigma_p J_s e d_a d_b d_l+2\sigma_n\left(b+d_l\right)\left(eJ_s d_a+2kT\sigma_p\right)d_s}\right\}+\frac{2R_n b d_s}{ab-d_a d_b}\left(1-\frac{J_s d_a d_s}{I}\right), \qquad (1)$$

где R_n, R_p — коэффициенты Холла, σ_n, σ_p — электропроводности для электронов и дырок:

$$R_n = \frac{\mu_H}{\mu} \frac{p_n\mu_p^2 - n_n\mu_n^2}{e(p_n\mu_p + n_n\mu_n)^2}, \quad R_p = \frac{p_p\mu_p^2 - n_p\mu_n^2}{e(p_p\mu_p + n_p\mu_n)^2}, \tag{2}$$
$$\sigma_n = e(p_n\mu_p + n_n\mu_n), \qquad \sigma_p = e(p_p\mu_p + n_p\mu_n),$$

а плотность обратного тока насыщения J_s для $p-n$-перехода

$$J_s = \sqrt{\frac{ekT}{\tau}} (\sqrt{\mu_n} n_p + \sqrt{\mu_p} p_n). \tag{3}$$

Концентрация электронов в p-области n_p, концентрация дырок в n-области p_n и концентрация собственных носителей тока n_i соответственно равны $n_p = n_i^2/n_n$, $p_n = n_i^2/p_p$, $n_i = 4.82 \cdot 10^{15} (m_p^* m_n^*/m_0^2)^{3/4} T^{3/2} e^{-E_g/2kT}$.

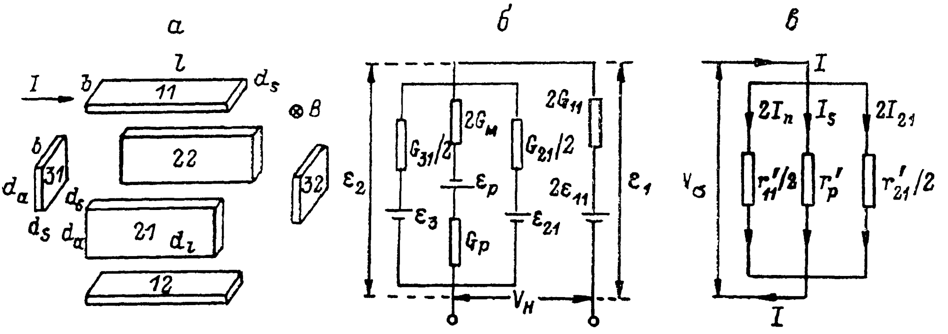

Рис. 1. Стереотомические фигуры области слоя n-типа проводимости (*а*), эквивалентные схемы полной эффективной холловской разности потенциалов V_H (*б*) и полной разности потенциалов V_σ проводимости образца (*в*).

В области полной ионизации

$$n_n = N_D, \; p_p = N_A. \tag{4}$$

В области перехода

$$n_n = \frac{N_D}{2}\left[1 + \left(1 + \frac{4n_i^2}{N_D^2}\right)^{1/2}\right], \quad p_p = \frac{N_A}{2}\left[1 + \left(1 + \frac{4n_i^2}{N_A^2}\right)^{1/2}\right]. \tag{4'}$$

В области собственной проводимости

$$n_n = n_i, \; p_p = n_i, \tag{4''}$$

где n_n, p_p — концентрации электронов и дырок в n- и p-областях соответственно, N_D — концентрация нескомпенсированных доноров в n-области, N_A — концентрация нескомпенсированных акцепторов в p-области, τ — время жизни носителей, μ_H — подвижность Холла, μ_n, μ_p — подвижности электронов и дырок соответственно.

2. *Полная эффективная удельная электропроводность.* Так как электроды, на которых измеряется проводимость, находятся между двумя p—n-переходами

Таблица 1

T, K	R, см³/с	σ, Ом⁻¹ · см⁻¹
300	−7678	0.1647
305	−58.78	0.1703
310	1173	0.1743
325	2105	0.1732
340	1037	0.1761
345	394.9	0.1815
350	−315.7	0.1904

Таблица 2

I, мА	T, K	Расчетные значения	Экспериментальные значения
1.09	T_1	306	301
	T_2	348	346
	ΔT	305÷345	300÷342
8.28	T_1	316	313
	T_2	348	348

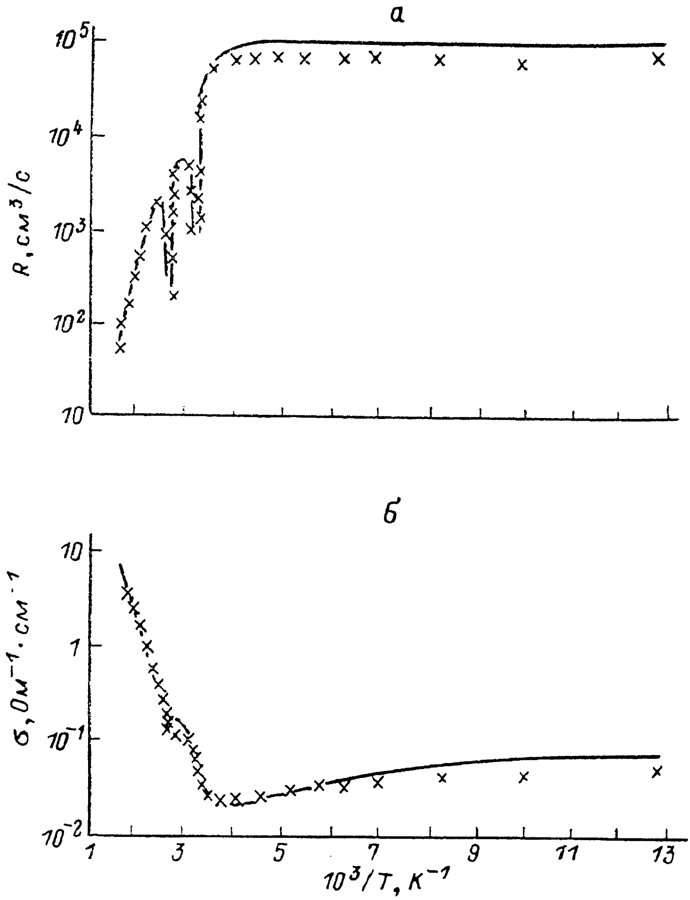

Рис. 2. Зависимости коэффициента Холла (*а*) и проводимости (*б*) от температуры.
Сплошные линии — расчет, точки — эксперимент. I=1.09 мА, B=1.00 кГс.

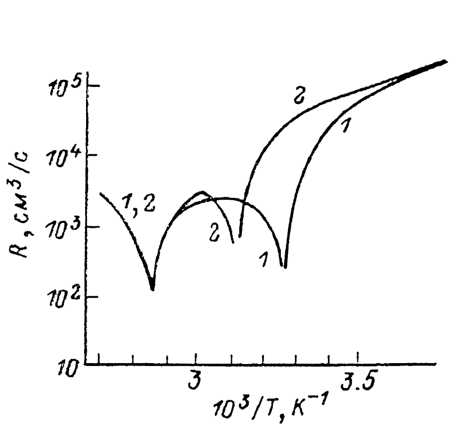

Рис. 3. Расчетные кривые $\lg R \sim 1/T$ для разных значений тока.
I, мА: *1* — 1.09, *2* — 8.28.

по направлению I, эквивалентная цепь полной разности потенциалов V_σ проводимости образца имеет вид, приведенный на рис. 1, *в*. Отсюда получаем выражение для полной эффективной удельной электропроводности

$$\sigma = \frac{l_V I}{V_\sigma ab} = \frac{\sigma_n (ab - d_a d_b)}{ab (l - J_s) d_a d_b}. \tag{5}$$

Подставляя соответствующие величины (2)—(4) в выражения (1) и (5), получим температурные зависимости R и σ.

Результаты расчета

Область численных значений параметров N_D, N_A, d_s, τ оценивалась по температурной зависимости подвижности носителей тока, причем подвижность за счет рассеяния на колебаниях решетки учитывалась в виде $\mu_n=4.90\times\times10^7\ T^{-1.66}$, $\mu_p=1.05\cdot10^9\ T^{-2.33}$ см^2/В·с. Оптимальные значения параметров определялись с помощью ЭВМ путем подгонки расчетных зависимостей $\lg R$ и $\lg \sigma$ от обратной температуры к экспериментальным данным при $I=1.09$ мА и $B=1.00$ кГс (рис. 2). Были получены следующие значения: $d_s=0.02$ см, $\tau=0.10$ мкс, $N_D=1.7\cdot10^{14}$ и $N_A=7.5\cdot10^{14}$ см$^{-3}$.

Результаты расчетов R и σ в области температур, где происходит изменение знака коэффициента Холла, приведены в табл. 1. В табл. 2 приведены расчетные и экспериментальные значения точек инверсии и температурного интервала, в котором $R>0$, для $I=1.09$ и 8.28 мА, $B=1.00$ кГс. На рис. 3 для этих же значений токов и магнитного поля показаны расчетные зависимости коэффициента Холла от температуры. Как следует из рис. 2 и табл. 2, расчетные значения хорошо согласуются с экспериментальными.

Список литературы

[1] Городилов Н. А., Демчук К. М., Миньков Г. М., Нейфельд Э. А. // ФТП. 1987. Т. 21. В. 5. С. 798—803.
[2] Брандт Н. Б., Дмитриев В. В., Ладыгин Е. А., Скипетров Е. П. // ФТП. 1987. Т. 21. В. 3. С. 514—520.
[3] Benzaquen M., Walsh D., Mazuruk K. // Sol. St. Commun. 1987. V. 71. N 12. P. 803—805.
[4] Ведяев А. В., Граневский А. Б. // ФТТ. 1986. Т. 28. В. 8. С. 2310—2313.
[5] Coleman P., Anderson P. W., Ramakrishnan T. V. // Phys. Rev. Lett. 1985. V. 55. N 4. P. 414—417.
[6] Xing Xu // Kexue Tongbao (Sci. Bull. Beijing, China). 1986. V. 31. N 19. P. 1313—1315.
[7] Xing Xu // Kexue Tongbao (Sci. Bull. Beijing, China). 1987. V. 32. N 11. P. 737—739.
[8] Xing Xu., Yang Chun-Fang // Kexue Tongbao (Beijing,China). 1987. V. 32. N 24. P. 1857—1860.
[9] Бойков Ю. А., Кутасов В. А. // ФТТ. 1986. Т. 28. В. 1. С. 297—300.
[10] Воронков В. В., Соловьева Е. В., Иглицын М. И., Пивоваров М. Н. // ФТП. 1968. Т. 2. В. 12. С. 1800—1808.
[11] Гусев О. К., Киреенко В. П., Ломтев А. А., Ярржембицкий В. Б. // ФТП. 1983. Т. 17. В. 6. С. 1153—1155.

Северо-Восточный педагогический университет
Чанчунь, КНР
Ляо'янский нефтехимический технический институт
Ляо'ян, КНР

Получена 16.03.1989
Принята к печати 4.10.1989