

Л. У. ТАЙМУРАТОВА

ПРОДОЛЬНОЕ МАГНЕТОСОПРОТИВЛЕНИЕ КРЕМНИЯ p-ТИПА В СИЛЬНЫХ ИМПУЛЬСНЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ

Приведено подробное исследование различных случаев возникновения отрицательного магнетосопротивления, обусловленного механизмом рассеяния и отрицательной эффективной массой дырок. В литературе [1] рассматривались различные механизмы возникновения отрицательного магнетосопротивления. Некоторые из этих механизмов были подтверждены экспериментально на различных полупроводниковых кристаллах. Однако нам не известно, какие-либо работы, в которых исследовалось отрицательное магнетосопротивление кремния p-типа в сильном магнитном поле.

В этой статье будут представлены анализ экспериментальных результатов полученных при изучении явлений переноса в кремнии, в частности, отрицательное магнетосопротивление, возникающее за счет механизмов рассеяния и непараболичности валентной зоны (появление отрицательных поперечных эффективных масс).

Зоны тяжелых и легких дырок кремния вырождены в точке экстремума $k=0$, а третья зона из-за спин-орбитального взаимодействия отщеплена от зоны тяжелых и легких дырок на величину $\Delta = 0,04$ эВ.

Это небольшое значение Δ приводит к непараболическому закону дисперсии в зонах тяжелых и легких дырок. Непараболичность валентных подзон кремния оказывает ощутимое влияние на гальваномагнитные эффекты, в особенности на магнетосопротивление.

В интервале температур 50–100К наблюдается следующая зависимость подвижности дырок в кремнии от температуры $\mu_p \sim T^{-1,9}$. Это отклонение значения показателя – 1,9 от значения – 1,5 соответствующего рассеянию на акустических колебаниях решетки в элементарной модели сферической зоны, обусловлено непараболическим законом дисперсии в подзоне.

Как известно, первые, правильные сведения, о форме зон проводимости и валентных зон германия и кремния были получены из измерения магнетосопротивления [1–3]. Из опытов циклотронного резонанса показано в работе [4, 5]. В работе [3] было замечено продольное магнетосопротивление на кристаллах кремния p-типа,

свидетельствовавшее об анизотропии изоэнергетической поверхности. Качественная интерпретация этому явлению была дана в работе [7]. Однако эксперименты по магнетосопротивлению кремния p-типа, проведенные в слабых магнитных полях [3, 6] расходятся с выводами теории [7].

Так как анизотропия энергетического спектра носителей тока проявляются наиболее отчетливо в сильных магнитных полях, то есть в области насыщения магнетосопротивления, поэтому целесообразно исследовать магнетосопротивления в области сильных магнитных полей. В этой связи в работе [8] было исследовано магнетосопротивление кремния p-типа в сильном продольном и поперечном магнитных полях при температуре 77 и 295К и впервые достигнуто насыщение магнетосопротивления.

Продольное магнетосопротивление кремния p-типа при $J||H||[001]$, $J||H||[110]$, $J||H||[111]$.

Согласно классической теории в сильных магнитных полях магнетосопротивление долж-

но насыщаться. Действительно, когда $\mu \frac{H}{c} \approx 4$

наблюдается полное насыщение продольного магнетосопротивления (в случаях $J||H||[111]$, $J||H||[110]$, $J||H||[001]$ независимо от температуры, кристаллографического направления и концентрации носителей тока).

Позднее на более чистых кристаллах кремния ($\rho_{300K} = 300$ Ом·см) нам удалось наблюдать [9, 10], кроме насыщения и отрицательное магнетосопротивление в случаях, когда $J||H||[111]$ и $J||H||[110]$, обусловленное непараболическостью валентной зоны [11], но не наблюдается в случае $J||H||[001]$ – отрицательное магнетосопротивление (рис. 1–3).

Вследствие непараболическости подзоны тяжелых дырок эффективная масса электропроводности возрастает с температурой, так как в результате увеличения средней тепловой энергии дырки занимают те уровни в подзоне, где непараболическость больше. Некоторые авторы выска-

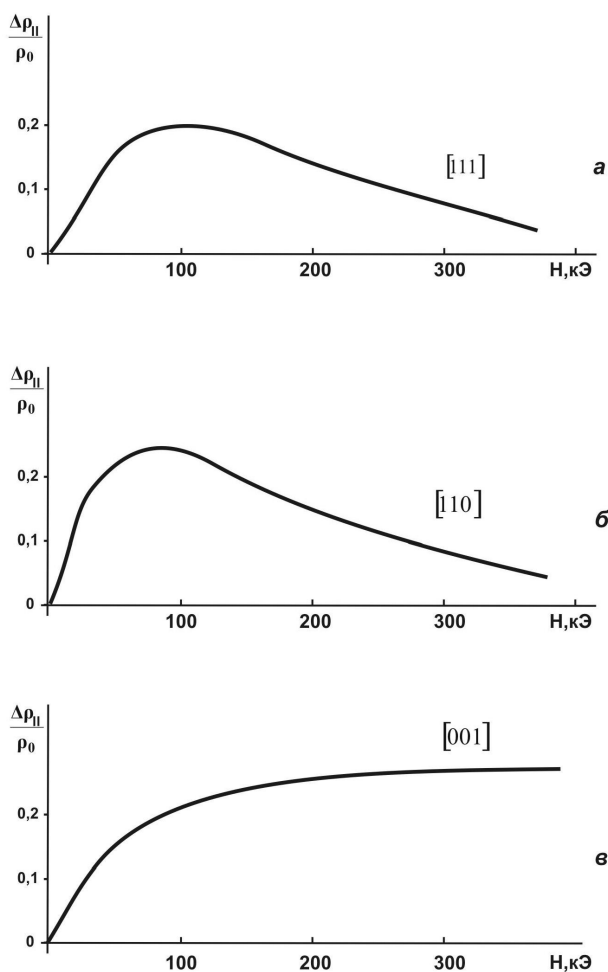


Рис. 1. Зависимость $\frac{\Delta\rho_{||}}{\rho_0} = f(H)$ кремния р-типа для основных кристаллографических направлений. ($\rho_{300K} = 70$ Ом·см, $T = 77,4K$)

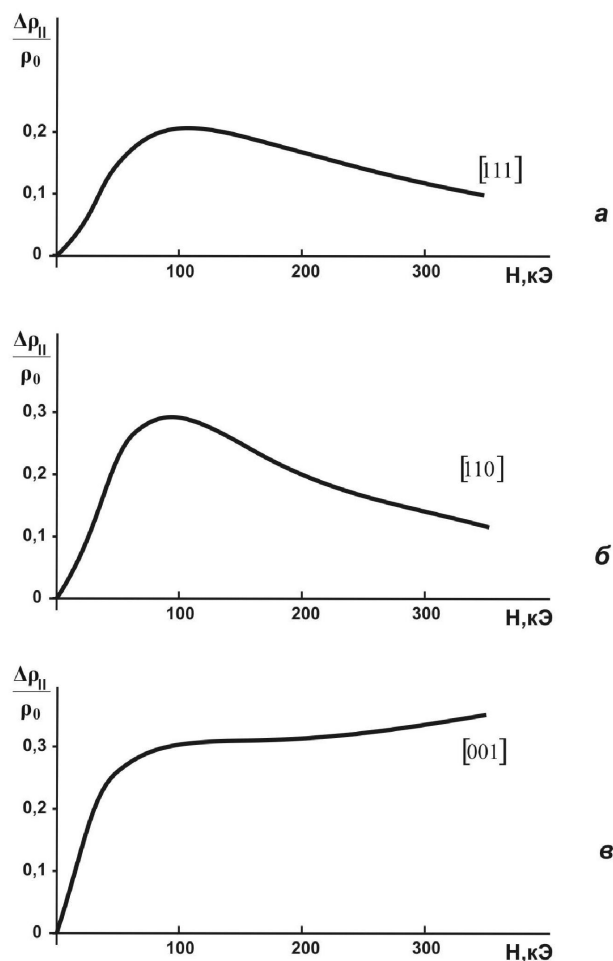


Рис. 2. Продольное магнетосопротивление кремния р-типа ($\rho_{300K} = 300$ Ом·см, $T = 77,4K$)

зали, что непараболичность зоны может привести к появлению отрицательного дифференциального сопротивления. Однако, это явление в кремнии р-типа не было обнаружено до наших работ. Экспериментальные результаты, полученные нами на кристаллах кремния р-типа измерением продольного магнетосопротивления по кристаллографическим направлениям [111], [110] и [001] показали, что анизотропия магнетосопротивления свидетельствует в пользу непараболического закона дисперсии в подзоне тяжелых дырок.

Согласно классической теории в сильных магнитных полях магнетосопротивление должно насыщаться. Действительно, наблюдается полное насыщение магнетосопротивления в области сильных магнитных полей во всех кристаллических направлениях (рис. 1–3) при $T=77,4K$.

Как видно из рисунков в сильных магнитных полях магнетосопротивление насыщается. Полное насыщение магнетосопротивления было обнаружено и на более низкоомных кристаллах кремния р-типа и [12, 13]. Однако, в отличие от низкоомных кристаллов на высокоомных кристаллах наблюдается некоторый спад магнетосопротивления после насыщения для кристаллографических направлений [110] и [111], тогда как для направления [001] такой спад отсутствует, наоборот наблюдается некоторый подъем.

Очевидно, такое поведение магнетосопротивления является характерной особенностью данного кристаллографического направления [001]. Сообщается например, что продольное магнетосопротивление германия р-типа не насыщается в направлении [001] [14]. Такие результаты на

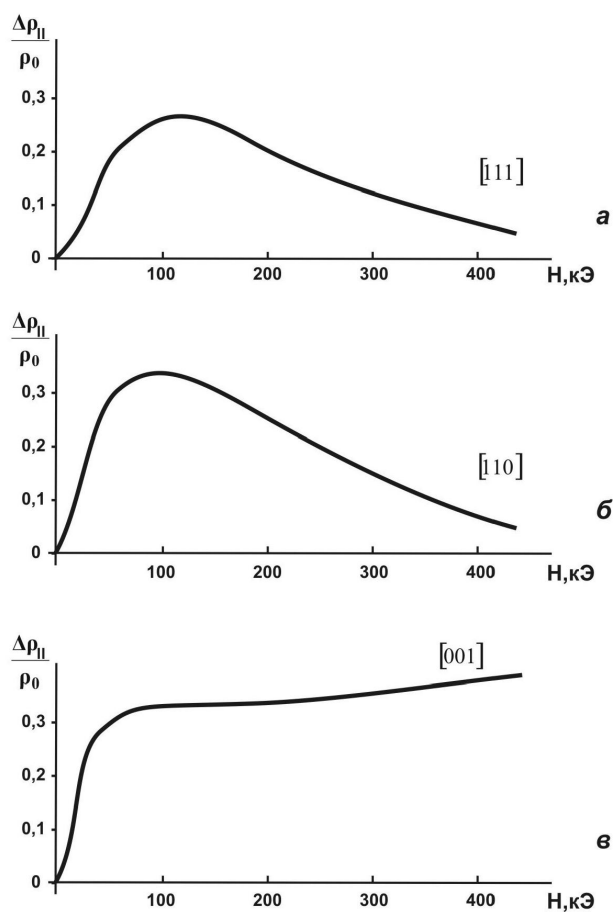


Рис. 3. Зависимость $\frac{\Delta\rho_{||}}{\rho_0} = f(H)$ кремния р-типа для основных кристаллографических направлений. ($\rho_{300K} = 2200 \text{ Ом}\cdot\text{см}$, $T = 77,4\text{K}$)

кремний р-типа нами сообщались в [12] еще раньше чем в [14]. Поэтому результаты работы [14] являются как бы подтверждением данных наших экспериментальных исследований [8].

Гальваномагнитные явления в кремнии р-типа в некоторых отношениях отличаются от аналогичных явлений в германии р-типа. Это объясняется тем, что энергия отщепленной валентной подзоны в кремнии составляет всего 0,04 эВ (а в германии – 0,28 эВ), что и приводит к непараболическому закону дисперсии в подзонах тяжелых и легких дырок. Непараболическость в направлении [110] становится существенной при энергиях в несколько миллиэлектронвольт, а при больших энергиях изоэнергетическая поверхность подзоны тяжелых дырок в данном направлении вспучивается [14].

Изоэнергетические поверхности тяжелых и легких дырок имеют вогнутые участки (рис. 4),

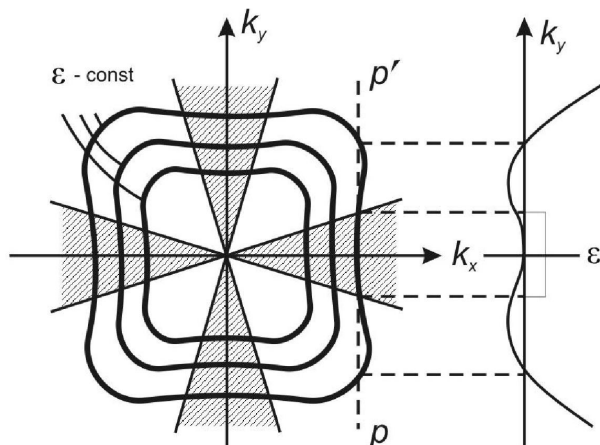


Рис. 4. Вогнутые участки изоэнергетических поверхностей тяжелых дырок в Si в плоскости $k_z = 0$, (заштрихованы), справа показана зависимость $\varepsilon(k_y)$ вдоль линии PP' для фиксированного значения k_x

где реализуются отрицательные эффективные массы [15].

Когда $\mathbf{k} \neq 0$ вырождение подзон тяжелых и легких дырок снимается и расчет зависимости $\varepsilon(k)$

$$\varepsilon(k) = \frac{\hbar^2}{2m_0} \times \tag{1.1}$$

$$\times \left\{ Ak^2 \pm \left[B^2 k^4 + C^2 (k_x^2 k_y^2 + k_y^2 k_z^2 + k_z^2 k_x^2) \right]^{1/2} \right\},$$

где знак плюс перед корнем соответствует зоне легких дырок, минус – зоне тяжелых дырок, А,В,С – безразмерные константы, равные соответственно для кремния 4,0±0,1; 1,1±0,4; 4,1±0,4.

Как следует из формулы [1.1], член с C^2 ответствен за отклонение изоэнергетических поверхностей от сферической формы, а значит и за появления отрицательных поперечных эффективных масс. При $C^2 > 0$ расщепление между двумя энергетическими зонами наибольшее в направлении [111] и наименьшее в направлении [001]. Следовательно, образуются вогнутые участки вблизи направлений типа [001], так называемый конус отрицательных эффективных масс (непараболическость).

Авторы [16, 17] показали, что непараболическость зоны может привести к появлению отрицательного дифференциального сопротивления. Следовательно, вполне возможно предположить, что появление спада на магнетосопротивлении (отрицательное магнетосопротивление), в случаях $\mathbf{J} \parallel \mathbf{H} \parallel [111]$, $\mathbf{J} \parallel \mathbf{H} \parallel [110]$, связано с непара-

большинством зоны тяжелых дырок и механизмом рассеяния.

Возможно, оно связано и с квантованием энергии носителей тока, так как в достигнутом магнитном поле условие квантования выполняется для отрицательных эффективных масс.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Abeles B., Meiboom S.* Theory of the Galvanomagnetic Effects in Germanium // Phys. Rev. 1954. 95. P. 31.
2. *Shibuya M.* Magnetoresistance Effect in Cubic Semiconductors with Spheroidal Energy Surfaces // Phys. Rev. 1954. V. 95, N 7. P. 1385-1393.
3. *Pearson G.L., Herring C.* Magnetoresistance Effect and the Band Structure of Single Crystal Silicon // Physica. 1954. V. 20, N11. P. 975-986.
4. *Dexter R.N., Zeiger H.I., Lax B.* Cyclotron Resonance of Holes in Silicon and Germanium crystals // Phys. Rev. 1956. 104. 637.
5. *Dresselhaus G., Kip A., Kittel C.* Cyclotron Resonance of Electrons and Holes in Silicon and Germanium crystals // Phys. Rev. 1955. V. 93. N2.
6. *Lax B., Mavroides I.G.* Statistics and Galvanomagnetic Effect in Germanium and Silicon with Warped Energy Surfaces // Phys. Rev. 1955. V. 100. N 7. P. 1650-1657.
7. *Lax B., Mavroides I.G.* Magnetoresistance of Holes in Germanium and Silicon with Warped Energy Surfaces // Phys. Rev. 1955. V. 100. P. 1530-1534.
8. *Оразгулыев Б.* Измерение магнетосопротивления кремния р-типа в сильных магнитных полях // ФТТ. 1966. 8. С. 2780-2782.
9. *Каган Ю.* Циклотронный резонанс в германии и кремнии и роль отрицательных эффективных масс // ЖЭТФ. 1960. 38. С. 1854-1865.
10. *Kromer N.* Proc. IRE. 1959. 47. P. 407; Progress in Semiconductors. N.Y., 1960. V. 4. P. 1.
11. *Оразгулыев Б.* Влияние одноосного давления на продольное магнетосопротивление кремния р-типа // УФЖ. 1988. Т. 33, №11. С. 1691-1694.
12. *Mattis P.C., Stevenson M.J.* Theory of negative-mass cyclotron resonance. Phys. Rev. Lett. 1959. 3. P. 18.
13. *Williams R., Herman F.* Proc. Inter. Confer. Semicond Physics Prague. 1960. P. 599.
14. *Зеегер К.* Физика полупроводников. М.: Мир, 1977. 615 с.
15. *Цидильковский И.М.* Электроны и дырки в полупроводниках. М., 1972. 640 с.
16. *Persky G., Bartelink D.J.* Negative Differential Mobility in Nonparabolic Bands. Bull. Am. Phys. Soc. 1969. V. 14. P. 748-749.
17. *Fawcett W., Ruch J.G.* Negative differential Mobility in Indium Antimonide J. Appl. Phys. Letters. 1969. V. 15, N 11. P. 368-370.

Резюме

р-типтегі $J||H||001$, $J||H||110$, $J||H||111$ жағдайдағы кремнийдің теріс магнетокедергісі зерттелді. Ауыр тесіктің параболалық емес зонасымен байланысты, магнетокедергінің қанығуы бақыланды. Берілген бағытта теріс эффективті массамен байланысқан, магнетокедергінің теріс бөлігі күшейеді, ол магнетокедергінің шамасын үш есеге азайтады.

Summary

This article considered an influence of uniaxially stressed on magneticresistance. It also considered that it decreases longitudinalof magneticresistance three times and increases the negative part of magneticresistance, depending on negative effective mass in this direction.

Актауский государственный университет им. Ш. Есенова

Поступила 10.03.07г.