

## ОТРИЦАТЕЛЬНОЕ ПРОДОЛЬНОЕ МАГНИТОСОПРОТИВЛЕНИЕ КРЕМНИЯ *n*-ТИПА ПРИ РАССЕЯНИИ НА ИОНИЗИРОВАННЫХ ПРИМЕСНЫХ ЦЕНТРАХ

Как известно, классическая теория предсказывает отсутствие изменения удельного сопротивления кристаллов в продольном магнитном поле, ориентированном вдоль любой из главных осей изоэнергетического эллипсоида, если не учитывать влияния магнитного поля на время релаксации.

Однако в сильных (квантующих) магнитных полях имеет место продольное магнитосопротивление и вдоль любой из главных осей изоэнергетического эллипсоида.

Согласно теории [1] в сильных магнитных полях в полупроводниках следует ожидать продольного магнитосопротивления, когда рассеяние носителей тока происходит на акустических колебаниях решетки. Этот эффект обусловлен изменением плотности состояний вследствие квантования движения электронов в магнитном поле.

Максимальное значение отрицательного магнитосопротивления при этом составляет около 12 %. Между тем, при рассеянии на ионизированных примесях существует несколько иной механизм возникновения отрицательного магнитосопротивления [2]. При этом механизме вели-

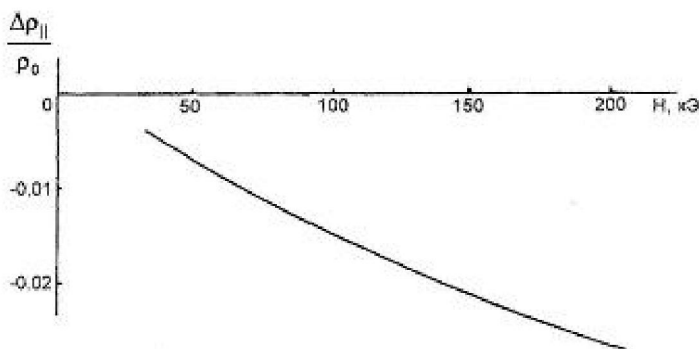
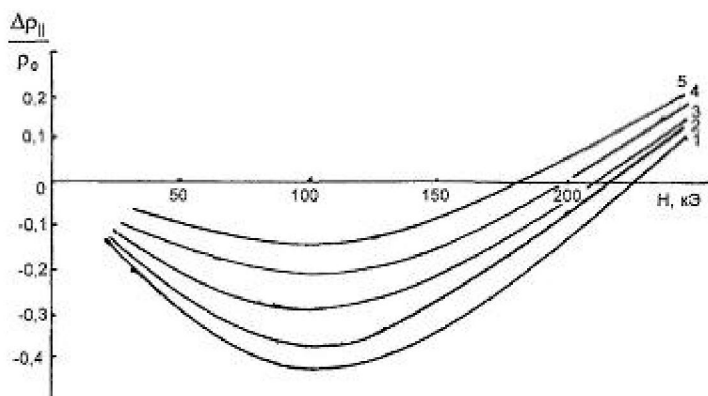
чина отрицательного магнитосопротивления может быть значительно больше, и сопротивление может уменьшаться в магнитном поле до 9 раз.

Наличие предсказываемого теорией [2] отрицательного магнитосопротивления в продольном магнитном поле для полупроводников со сферически симметричной изоэнергетической поверхностью было бы интересно проверить в случае эллипсоидальной и сильно анизотропной изоэнергетической поверхности, в частности, на кремнии *n*-типа.

Нами были исследованы сильнолегированные кристаллы кремния, в которых доминирующим механизмом рассеяния является рассеяние на ионизированных примесных центрах.

На рис. 1, 2 представлены зависимости относительного изменения сопротивления от напряженности магнитного поля, полученные при исследовании кристалла кремния *n*-типа, легированного фосфором ( $n_e = 5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ ,  $T = 77,4 \text{ К}$ ). На рисунке видно, что с ростом магнитного поля, сопротивление образца уменьшается, т. е. наблюдается отрицательное магнитосопротивление. Этот эффект может возникать в сильных магнит-

**Рис. 1.** Полевые зависимости магнитосопротивления кремния *n*-типа в продольном магнитном поле при различных значениях одноосного механического напряжения  $X \cdot 10^3$  кг/см<sup>2</sup>:  
1 –  $X = 0,2-1$ ; 3-3; 4-5; 5-6;  
( $n_e = 5 \cdot 10^{15}$  см<sup>-3</sup>,  $T = 77,4$  К)



**Рис. 2.** Зависимость  $\frac{\Delta\rho_{||}}{\rho_0} = f(H)$  для того же образца при  $T = 300$  К

ных полях по тем же причинам, что и для слабо легированных образцов, хотя физическая причина влияния магнитного поля на время релаксации здесь другая, как было описано выше.

Известно, что при рассеянии на кулоновском центре при не слишком большой концентрации, основной вклад в рассеяние дают столкновения с небольшим изменением импульса и большими прицельными расстояниями. В классически сильном продольном магнитном поле, электроны движутся по спирали с радиусом, определяемым ларморовской частотой  $\left(\omega = \frac{v}{r}\right)$ .

Естественно, что такой электрон не будет рассеиваться на кулоновском центре, если прицельное расстояние будет меньше, чем ларморовский радиус. Возможные прицельные расстояния определяются дебаевским радиусом экранирования  $R$ . Таким образом, при  $R \ll r$  магнитное поле практически не будет влиять на рассеяние электронов, а при  $R \gg r$  магнитное поле будет исключать рассеяние на малые углы, уменьшая сопротивление кристалла.

Сделаем некоторые численные оценки по формуле, приведенной в работе [3], используя значения циклотронных эффективных масс в до-

линах кремния при  $H||[001]$  для  $H = 100$  кЭ и  $T = 77,4$  К. Расчет дает значение отношения

$$\frac{n^{(i)}}{n^{(j)}} \approx 3\%,$$

что приводит к изменению сопротивления не более одного процента. Естественно, что при комнатной температуре этот эффект будет еще меньше. Таким образом, перераспределение электронов между долинами в данных условиях не играет существенной роли и наблюдаемое отрицательное магнитосопротивление должно быть практически обусловлено особенностями рассеяния электронов в квантующем магнитном поле.

$$\text{Действительно, параметр } k_z R = k_B T \sqrt{\frac{3}{2} \frac{m_z \chi}{\pi n_e \hbar^2 e^2}}$$

(где  $\chi$  – диэлектрическая постоянная) для  $T = 77,4$  К и  $m_z = m_{\perp} = 0,194m$  значительно больше единицы (около 10).

Далее значение  $\beta = \frac{\lambda^2}{2R} \approx 6,28 \cdot 10^{-11} \frac{n_e}{HT}$  и при  $n_e = 5 \cdot 10^{15}$  см<sup>-3</sup>  $\beta \ll 1$  если  $HN \gg 3 \cdot 10^5$ , что хорошо выполняется во всей области измерений (77-300 К).

Таким образом, в наших экспериментах с запасом выполняется критерий существования

отрицательного магнитосопротивления по механизму, предложенному в [2], и магнитное поле сильно уменьшает рассеяние на ионизированных примесях. Величина магнитосопротивления определяется, конечно, как вкладом в подвижность рассеяния на ионизированных примесях, так и влиянием магнитного поля на плотность состояний. Поскольку для наших образцов при 77,4 К доминирует рассеяние на ионизированных примесях, а при комнатной – рассеяние на акустических фоновых решетках, то и эффект значительно больше при азотной температуре.

Как видим, отрицательное магнитосопротивление должно было бы быть обусловлено этим механизмом. Однако увеличение напряженности магнитного поля приводит к усилению междолинного перераспределения электронов.

Очевидно, междолинные переходы электронов можно исключить наложением одноосной упругой деформации, так как в этом случае можно осуществить существенное относительное смещение однотипных долин по энергии по сравнению с энергетическим расщеплением долин в квантующих магнитных полях.

Если энергетический зазор  $\Delta\varepsilon_c^{(i)}$  достаточен для устранения междолинных переходов электронов в квантующих магнитных полях, то это должно привести к полному подавлению переселения электронов магнитным полем, т. е. к исчезновению отрицательного магнитосопротивления.

Как видно из рисунка (кривые 2-5), величина отрицательного магнитосопротивления деформируемого кристалла по мере увеличения давления уменьшается, существенное уменьшение абсолютной величины отрицательного магнитосопротивления с увеличением механического напряжения связано с постепенным исключением из игры междолинных переходов в квантующих магнитных полях.

Этот результат наглядно демонстрирует физическую природу механизма отрицательного магнитосопротивления.

Энергетический зазор между нижайшими подзонами Ландау при  $H = 200$  кЭ составляет – 5 мэВ. В то же время, с помощью одноосной

упругой деформации (при  $X = 6 \cdot 10^3$  кГ/см<sup>2</sup>) достигается энергетическое расщепление между долинами равное 50 мэВ, то есть больше в 10 раз.

Таким образом, одноосная деформация кристаллов кремния п-типа позволяет полностью исключить вклад отрицательного магнитосопротивления, обусловленного междолинными переходами электронов и не исключая механическим напряжением часть отрицательного магнитосопротивления, обусловленного с механизмом рассеяния на ионизированных примесных центрах.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Дубинская Л.С. Отрицательное продольное магнитосопротивление при рассеянии на акустических фоновых // ФТТ. 1965. Т. 7, вып. 9. С. 2821-2828.
2. Дубинская Л.С. Отрицательное продольное магнитосопротивление при рассеянии на ионизированных примесных центрах // ЖЭТФ. 1969. Т. 56, вып. 3. С. 801-811.
3. Оразгулыев Б. Влияние квантования движения электронов в магнитном поле на энергетический спектр // Сборник статей. АктГУ, 2002. С. 284-387.

#### Резюме

*n*-типті кремнийдің қума магниттік кедергісі электрондар концентрациясы  $n_e = 5 \cdot 10^{15}$  см<sup>-3</sup> температурасы  $T = 77,4$  К кристалда зерттелді, онда пашырау механизмі иондалған қоспалар ортасы болып табылады. Қолданыста бар теорияға сәйкес теріс қума магниттік кедергі байқалды. Кристалл үлгісіне бірості серпінді қысым түсіруден электрондардың алқаптар аралық өтулері жойылып, соның нәтижесінде иондалған қоспалардағы теріс магниттік кедергіні белгілеуге мүмкіндік берілді.

#### Summary

The article carries the results of studies and tests to investigate the longitudinal magnetoresistance of n-type silicon on the crystals with the concentration of electrons being  $n_e = 5 \cdot 10^{15}$  cm<sup>-3</sup> and  $T = 77,4$  K, where the ionized extrinsic centers are considered to be the main scattering mechanism. In the course of tests the negative longitudinal magnetoresistance of silicon was witnessed and this goes together well with the existing theory. Application of uniaxial elastic deformation to a sample made it possible to exclude any intervalley transition of electrons and thus, to single out negative magnetoresistance on ionized impurities.

УДК.691.315.592

Ақтауский государственный университет им. Ш. Есенова,  
г. Ақтау

Поступила 2.06.07г.