

# КОНДЕНСАЦИЯ ЛАНҒАН КҮЙДІҢ ФИЗИКАСЫ ФИЗИКА КОНДЕНСИРОВАННОГО СОСТОЯНИЯ

УДК 621.315.592

## Зависимость магнетосопротивления кремния *p*-типа от одноосного давления

### Dependence of silicon magnet resistance of *p*-type on one-axial pressure

Таймуратова Л.У.

Каспийский государственный университет технологий и инжиниринга им. Ш.Есенова, Актау  
(E-mail: taimuratova@mail.ru)

Кристалға біросьті серпімді деформациямен әсер еткенде, ауыр тесіктер зонасына жеңіл тесіктер орналасқанда, ауыр тесіктер қысымның әсерінен жеңіл тесіктерге айналып, зоналық спектрде қайта орналасу болады. Солардың салдарынан қозғалғыштығы артады, ал пьезокедергісінің шамасы соған сәйкес кемиді, сондай-ақ магнитті кедергінің шамасы да азаяды. Күшті біросьті серпімді деформация кезінде алынған пьезокедергі бойынша эксперименттік нәтижелерді деформацияның әр түрлі бағдарланған осьтеріндегі энергетикалық спектрдің әр түрлі анизотропиясындағы тесіктердің таралу ерекшелігіне талдау жасау үшін қолдануға болады.

When putting to crystal one-axial elastic deformation of compression at the same time with resettling of light holes to the zone of heavy holes, reconstruction of zone specter takes place which to that with increase of pressure heavy holes get lighter, their mobility increases and accordingly the size of piezo resistance decreases, consequently, the size of magnet resistance decreases. Experimental data on piezo resistance got while strong one-axial elastic deformation, can be used for analyses of holes dissipation peculiarities on different electrical specter anisotropies which is realized on various orientation of axis deformation.

В наших экспериментах переход легких дырок в подзону тяжелых дырок исключен полностью, так как одноосное давление расщепляет подзоны друг друга настолько, что становится невозможным переход без внешнего воздействия, например, сильного электрического поля или интенсивного света.

Достигнутая нами величина одноосной упругой деформации была достаточной, чтобы изоэнергетические поверхности валентных подзон преобразовались в эллипсоиды вращения (рис. 1).

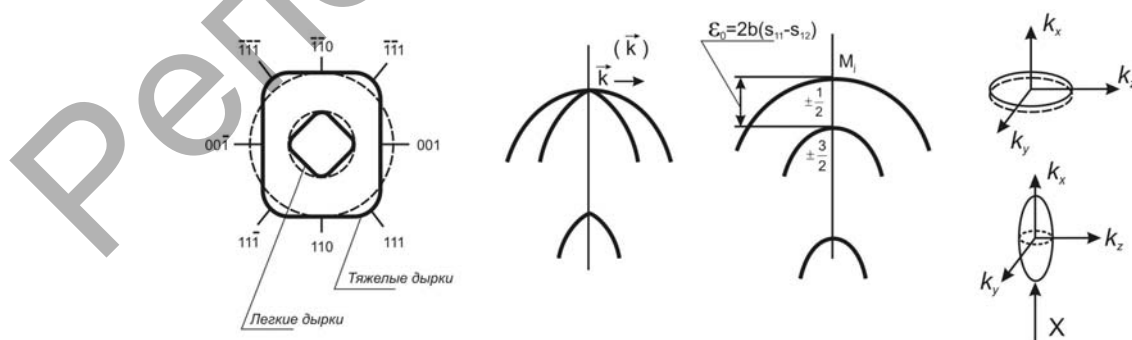
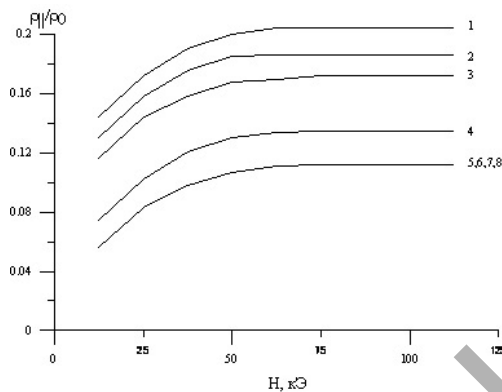


Рис. 1. Зонная структура кремния

Таким образом, фактически мы имеем дело только с подзоной тяжелых дырок (причем в зоне  $j = \pm \frac{1}{2}$  формируется сплюснутый, а в зоне  $j = \pm \frac{3}{2}$  вытянутый вдоль оси деформации эллипсоиды).

Поэтому естественно предполагать, что отрицательное магнетосопротивление может быть обусловлено как изменением в магнитном поле рассеяния на акустических фонах, так и непараболическостью зоны.

Отрицательное магнетосопротивление наблюдается во всех исследованных кристаллах кремния с концентрацией носителей тока меньше  $10^{15} \text{ см}^{-3}$  и  $T \leq 200 \text{ К}$ .



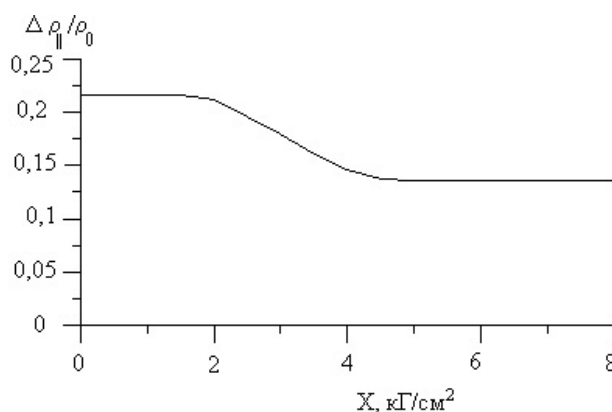
$X \cdot 10^3, \text{ кГ/см}^2$ : 1-0; 2-1; 3-2; 4-3; 5-4; 6-5; 7-6, 8-7.  $\rho_{300 \text{ К}} = 10 \text{ Ом} \cdot \text{см}$ ,  $T = 77,4 \text{ К}$

Рис. 2. Зависимость  $\Delta\rho_H/\rho_0 = f(H)$  при различных значениях давления

При приложении к кристаллу одноосной упругой деформации сжатия наряду с переселением легких дырок в зону тяжелых дырок происходит перестройка зонного спектра, приводящая к тому, что с увеличением давления тяжелые дырки становятся легче, подвижность их увеличивается, а величина пьезосопротивления соответственно уменьшается, следовательно, уменьшается и величина магнетосопротивления.

Это можно видеть на рисунке 2, построенном по результатам измерения магнетосопротивления кремния  $p$ -типа с  $\rho_{300 \text{ К}} = 10 \text{ Ом} \cdot \text{см}$ ,  $T = 77,4 \text{ К}$  при различных значениях одноосного давления.

На рисунке 3 приведена зависимость продольного магнетосопротивления для кремния  $p$ -типа в насыщении от одноосного давления при  $H_{const} = 120 \text{ кЭ}$ ,  $\rho_{300 \text{ К}} = 40 \text{ Ом} \cdot \text{см}$  и  $T = 77,4 \text{ К}$ . С увеличением одноосного давления магнетосопротивление кремния  $p$ -типа постепенно начинает уменьшаться и при достижении давления величины  $5 \cdot 10^3 \text{ кГ/см}^2$  перестает зависеть от него. Это объясняется тем, что при больших деформациях (сжатиях) магнетосопротивление обусловлено носителями заряда только лишь зоны  $j = \pm \frac{1}{2}$ , изоэнергетическая поверхность которой эллипсоидальна.



$H_{const} = 120 \text{ кЭ}$ ,  $\rho_{300 \text{ К}} = 40 \text{ Ом} \cdot \text{см}$ ,  $T = 77,4 \text{ К}$

Рис. 3. Зависимость магнетосопротивления кремния  $p$ -типа от одноосного давления

В книге [1; 35] известного ученого И.М.Цидильковского сказано, что если эффективная масса проводимости носителей заряда принимает отрицательное значение, то и сопротивление образца будет отрицательным. Помещая такой образец в резонансный контур или в полость резонатора, можно поддерживать непрерывные стабильные колебания в контуре или резонаторе. Таким образом, полупроводник с отрицательной эффективной массой проводимости носителей заряда может быть использован как генератор колебаний.

Для этого должно быть выполнено некоторое условие. Чтобы эффективная масса проводимости, представляющая собой для сложного закона дисперсии некоторую усредненную величину компонент тензора обратной массы, оказалась отрицательной, необходимо сконцентрировать большую часть носителей заряда в той области  $k$ -пространства, где эффективная масса в данном направлении отрицательна. Согласно сказанному ранее, в германии и кремнии, например, волновые векторы большей части тяжелых дырок должны попасть в один из конусов отрицательных эффективных масс. В таком случае в направлении, перпендикулярном оси конуса, сопротивление должно быть отрицательным. Поскольку волновой вектор и скорость дырок связаны между собой, для возникновения отрицательного сопротивления необходимо, чтобы направления скоростей дырок находились в ограниченных пределах или, иными словами, чтобы в кристалле был создан пучок дырок. Этому препятствуют столкновения дырок с нерегулярностями кристаллической решетки. После каждого соударения изменяется направление скорости движения дырки. Очень важный вид взаимодействия носителей заряда в германии и кремнии, а именно рассеяние на акустических фононах, которое является практически упругим и изотропным, должно приводить к тому, что большинство носителей заряда будет уходить из сравнительно узкого конуса отрицательных эффективных масс, и, значит, генератор в таких условиях невозможно реализовать.

Поскольку полностью избежать соударений носителей заряда в кристалле невозможно, следует попытаться выяснить, какой механизм рассеяния меньше всего препятствует образованию пучка носителей заряда. Это могли бы обеспечить два типа соударений:

- соударения, при которых направление скорости вообще очень мало меняется. Таких механизмов рассеяния в кристаллах практически не существует;
- соударения, при которых носитель заряда практически полностью теряет энергию и импульс и электрическое поле ускоряет его после соударения в нужном направлении.

Неупругое рассеяние на оптических фононах — это как раз тот вид взаимодействия носителей заряда с кристаллической решеткой, который меньше других препятствует образованию пучка носителей с отрицательными эффективными массами. Действительно, после каждого акта неупругого рассеяния на оптических фононах носитель заряда теряет почти полностью энергию и импульс и может затем ускоряться электрическим полем в желаемом направлении (в области отрицательных эффективных масс) до следующего соударения. Поэтому преобладающее рассеяние на оптических фононах не должно препятствовать созданию усилителя (генератора).

Полупроводники, имеющие носители заряда с отрицательными эффективными массами и у которых вероятность рассеяние этих носителей на оптических фононах велика, могут служить для усиления или генерации СВЧ колебаний. При этом СВЧ поле следует прикладывать в направлении, в котором возникают малые по абсолютной величине отрицательные эффективные массы внутри определенных конусов или колец в  $k$ -пространстве, а сильное постоянное электрическое поле следует направлять вдоль оси одного из этих конусов. Для ситуации, имеющей место в германии, например, можно СВЧ поле приложить вдоль одного из направлений [110], а постоянное электрическое поле — вдоль оси одного из двух [110] конусов, которая совпадает с одним из направлений [100].

В ряде работ исследовались возможности практического создания усилителя.

Систематические исследования магнетосопротивления полупроводников при одноосной упругой деформации оказались весьма эффективными и плодотворными не только с точки зрения использования полученных результатов в прикладном плане, но и, прежде всего, в научном. При этом вся совокупность полученных к настоящему времени результатов дает право рассматривать этот метод изучения физических свойств полупроводников как один из самых информативных и наглядных методов исследования особенностей зонной структуры.

Теоретический анализ влияния деформации на вырожденные зоны в кубических кристаллах, проведенный в [2; 22], показал что в рассматриваемом случае одноосная деформация приводит не только к относительному смещению зон по энергии (а следовательно, и к межзонному перераспределению дырок), но и вызывает при этом радикальную перестройку энергетического спектра дырок.

Существенным результатом такого анализа является то, что поверхности постоянной энергии вблизи экстремумов зон должны представлять собой эллипсоиды вращения (либо трехосные эллипсоиды) для малых значений энергии, а при больших энергиях — деформированные поверхности постоянной энергии. Экспериментальных данных изучения анизотропии рассеяния дырок в сильно деформированных кристаллах кремния до настоящего времени не имеется.

Таким образом, наличие экстремальных условий по деформации и магнитному полю позволяет решать такие задачи научного и прикладного характера, которые в принципе не могут быть решены при исследовании в условиях малых деформаций и слабых полей.

Несмотря на то, что количественного описания продольного магнетосопротивления, обусловленного явлениями переноса в валентной зоне при сильной одноосной упругой деформации, до настоящего времени не получено, основные особенности могут быть поняты на основании результатов теоретического рассмотрения изменения в этих условиях энергетического спектра валентной зоны, обусловленного снятием вырождения валентной зоны в точке  $k = 0$  при деформации, понижающей симметрию кристаллической решетки.

Результаты указанных теоретических работ, а также данные изучения циклотронного резонанса дырок в одноосно деформированных кристаллах германия и кремния [3; 1045, 4; 225–227] свидетельствуют о том, что в противоположность случаю весьма малых изменений при деформации энергетического спектра носителей тока в зоне проводимости, валентная зона кремния (изоэнергетические поверхности которой в отсутствие деформации представляют собой деформированные сферы) изменяется с деформацией радикальным образом.

Константа деформированного потенциала  $a$  описывает «синхронное» смещение валентных зон (без снятия вырождения) тяжелых и легких дырок при изотропной (гидростатической) деформации:

$$\delta\varepsilon = aS\rho\varepsilon.$$

Таким образом, изоэнергетические поверхности расщепленных одноосной деформацией валентных зон представляют собой эллипсоиды вращения (а при  $X \parallel [110]$  — трехосные эллипсоиды) с осью вращения, совпадающей с осью деформации, и эффективными массами дырок  $m_i > m_l$  для нижней из расщепленных зон,  $m_i < m_l$  — для верхней отщепленной деформацией валентной зоны.

На основании результатов [5; 28, 6; 428] обсужденных работ следует вывод о том, что основные механизмы тензоэффектов, связанных с явлениями переноса в валентной зоне кремния, обусловлены:

- 1) существенной перестройкой зонного спектра дырок при сильной одноосной упругой деформации;
- 2) переселением дырок из верхней (по энергии) отщепленной зоны в нижнюю;
- 3) изменением с деформацией относительного вклада различных механизмов рассеяния;
- 4) изменением отрицательного магнетосопротивления при деформации анизотропии рассеяния.

Экспериментальные данные по пьезосопротивлению, полученные при сильной одноосной упругой деформации, могут быть использованы для анализа особенностей рассеяния дырок при различной анизотропии энергетического спектра, реализуемой при различной ориентации оси деформации.

Для определения анизотропии рассеяния дырок в валентной зоне с эллипсоидальной изоэнергетической поверхностью необходимо иметь экспериментальные данные по анизотропии подвижности дырок, полученные в области сильных деформаций, когда реализована перестройка валентной зоны вследствие снятия вырождения в точке  $k = 0$  и осуществлено полное переселение дырок из верхней (по энергии) отщепленной зоны в нижнюю. Такие условия достигаются, очевидно, при энергетическом расщеплении валентной зоны, существенно превышающем значение  $k_B T$ , определяющее в невырожденных кристаллах энергию носителей тока.

Наиболее неблагоприятный, с точки зрения возможностей выполнения отмеченных условий, случай  $X \parallel [001]$  характеризуется малым значением константы деформационного потенциала  $a$ .

Не останавливаясь подробно на обсуждении особенностей полученных зависимостей удельного сопротивления кристаллов кремния  $p$ -типа для продольной и поперечной ориентации оси деформации относительно направления вектора прикладываемого электрического поля, отметим, что все эти особенности могут быть объяснены на основе учета, предсказываемого теорией [7; 1643] перестройки энергетического спектра валентной зоны, переселения носителей тока из зоны легких дырок в зону тяжелых дырок и изменения анизотропии рассеяния при сильной одноосной деформации.

При этом наиболее существенный вклад в магнетосопротивление кремния  $p$ -типа вносит перестройка энергетического спектра валентной зоны, сопровождающаяся преобразованием изоэнергетических поверхностей в виде деформированных сфер (в недеформированных кристаллах) в эллипсоиды

вращения (при  $X \parallel [111]$  и  $X \parallel [001]$ ) с анизотропией эффективных масс, характеризуемых неравенством  $m_i > m_\ell$  для нижней (по энергии) расщепленной валентной зоны и  $m_i < m_\ell$  для верхней валентной зоны.

На основании экспериментальных данных были определены значения параметра анизотропии подвижности дырок в сильно деформированных кристаллах

$$k_\infty = \frac{\mu_{\ell\infty}}{\mu_{i\infty}}, \quad (1)$$

которые вместе с вычисленными согласно (1) значениями параметра анизотропии эффективных масс дырок эллипсоидальных изоэнергетических поверхностей валентных зон кремния представлены в таблице.

Т а б л и ц а

**Анизотропия рассеяния дырок в одноосно-деформированных кристаллах кремния *p*-типа**

Кристалл	$n_p, \text{ см}^{-3}$	$X \parallel [001]$			$X \parallel [111]$		
		$k = \frac{\sigma_\ell}{\sigma_i}$	$k_\tau$	$k_\tau$	$k_{m_1}$	4	$k_{\tau_1}$
<i>p</i> — Si	$5,2 \cdot 10^{13}$	1,8	0,77	1,4	4,7	0,366	1,7

Из таблицы видно, что параметры анизотропии времени релаксации

$$k_\tau = \frac{\langle \tau_\ell \rangle}{\langle \tau_i \rangle}$$

заметно различаются как для разных ориентаций оси деформации в кристалле с одинаковой концентрацией ионизированных рассеивающих центров, так и для кристаллов с разной концентрацией примеси (дырок), но при одной и той же ориентации оси деформации.

Таким образом, полученные данные свидетельствуют о том, что анизотропия рассеяния носителей тока непосредственно определяется как анизотропией их энергетического спектра, определяющей анизотропию эффективных масс, так и анизотропными свойствами самих рассеивающих носители тока дефектов.

Отметим, что количественный расчет анизотропии рассеяния дырок в сильно деформированных кристаллах кремния *p*-типа на основе соотношений теории анизотропного рассеяния [8; 949] осложняется тем, что для валентной зоны кремния значения констант деформированных потенциалов *a*, *b*, *d* с достаточной точностью не определены.

### References

1. *Cidilkovski I.M.* The electrons and holes in semiconductors. — M.: Nauka, 1972. — 640 p.
2. *Bir G.L., Picos G.E.* Symmetry and deformation effect in semiconductors. — M.: Nauka, 1972. — 584 p.
3. *Hensel J.C., Feher G.* Cyclotron Resonance Experiments in Uniaxially Stressed Silicon: Valence Band Inverse Mass Parameters and Deformational Potentials // *Phys. Rev.* — 1963. — Vol. 129. — № 3. — P. 1041–1062.
4. *Hensel J.C., Hazaegawa H., Nakayama M.* Cyclotron Resonance in Uniaxially Stressed Silicon II. Nature of the Covalent Band // *Phys. Rev.* — 1965. — Vol. 138. — № 1A. — P. A225–A238.
5. *Taimuratova L.U.* Longidinal magnetoresistance in *p*-type Silicon strong pulsed magnetic fields News, NAS RK physico-mathematical series. — Almaty. — 2007. — № 6. — P. 28–35.
6. *Taimuratova L.U.* Strong pulse generator magnetic fields: Book of abstracts of scientific-practical Republican Conference. — Taldykorgan, 2006. — P. 428–430.
7. *Bir G.L., Picos G.E.* Effect of deformation in the energy range of holes in Germany and Silicon. II PTC. — 1959. — Vol. 1. — № 11. — P. 1642–1658.
8. *Gershenson E.M., Gurevich Y.A., Litvak-Gorskiya L.B.* On the marketability of the amplifier for ofricatchnyht of effective mass of carriers and semiconductors. UPJ. — 1964. — Vol. 9. — P. 948–953.