

ИССЛЕДОВАНИЕ АНИЗОТРОПИИ РАССЕЯНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ В КРЕМНИИ ПРИ $J||H|| [111]$

Как известно, магнитное поле не действует на движущиеся вдоль него заряды. В случае кристалла с изотропным законом дисперсии это приводит к отсутствию продольного магнитосопротивления (изменение сопротивления кристалла в магнитном поле, продольном току) если не учитывать квантовых эффектов.

Для многодолинного анизотропного полупроводника направление движения электронов в отдельных долинах в общем случае не совпадает с направлением полного тока через кристалл и, следовательно, в таких кристаллах существует продольное магнитосопротивление. Для кремния n -типа зонная структура только при направлении вдоль оси [100] токи электронов во всех долинах совпадают с направлением полного тока и продольное магнитосопротивление отсутствует. Таким образом, исследование продольного магнитосопротивления уже в слабых магнитных полях дает прямую информацию о наличии ани-

зотропии энергетического спектра и анизотропии рассеяния носителей тока. Исследование же продольного магнитосопротивления в классически сильных импульсных магнитных полях позволяет непосредственно получить и величину параметра анизотропии k , характеризующего все гальваномагнитные явления.

Теория [1] предсказывает, что в классически сильном магнитном поле продольное магнитное сопротивление должно насыщаться, причем от-

ношение $\rho_{H \rightarrow \infty} / \rho_0$ в насыщении является функцией только параметра анизотропии, вид которой зависит от кристаллографического направления.

В противоположность этому поперечное магнитосопротивление существует уже и в случае изотропного энергетического спектра и изотропного рассеяния носителей заряда. Кроме этого, в классически сильных магнитных полях теория

предсказывает, что магнитосопротивление зависит не только от фактора анизотропии рассеяния, но и от соотношения вкладов различных механизмов в рассеяние. Это приводит к тому, что поперечное магнитосопротивление не полностью насыщается и, поэтому такие измерения не так удобны для определения параметра анизотропии.

Одним из непосредственных методов изучения анизотропии рассеяния носителей тока является исследование гальваномагнитных эффектов в полупроводниковых кристаллах. Гальваномагнитные эффекты, такие как, например, магнитосопротивление являются очень чувствительными к типу механизма рассеяния. Изучая зависимости магнитосопротивления от концентрации примесей и температуры можно оценить характеристики анизотропного рассеяния электронов.

Анизотропия рассеяния особенно ярко проявляется в области классически сильных магнитных полях, где магнитосопротивление насыщается. При этом необходимо иметь в виду, что измерение продольного магнитосопротивления дают наиболее ценные сведения, так как оно всецело обусловлено с анизотропией энергетического спектра носителей тока и анизотропией их рассеяния.

Продольное магнитосопротивление – наличие изменения сопротивления кристалла (образца), помещенного в магнитном поле параллельное электрическому току появляется при наличии анизотропии изоэнергетической поверхности постоянной энергии или квантования энергии носителей тока в магнитном поле.

Как известно, изоэнергетическая поверхность зоны проводимости кремния является эллипсоидальной и поэтому нет такого направления электрического тока (за исключением направления вдоль главной оси типа [100], для которого отсутствовало бы изменение сопротивления в продольном магнитном поле).

Наиболее простой случай в кремнии осуществляется, когда ток и магнитное поле направлены вдоль оси [111] (то есть $J \parallel H \parallel [111]$).

В этом случае изменение сопротивления кремния обусловлено токами, переносимыми электронами каждой из шести долин, которые не параллельны оси [111], то есть токи электронов всех долин направлены симметрично относительно оси [111] и поэтому мы имеем как бы одну группу носителей тока с единой эффективной

массой и подвижностью.

В слабом магнитном поле (когда $\frac{\mu H}{c} \langle\langle 1, \hbar\omega_H \langle\langle k_B T$) коэффициенты изменения сопротивления для основных кристаллографических направлений зависят от напряженности магнитного поля и энергетической зависимости времени релаксации, тогда как в сильном магнитном поле ($\frac{\mu H}{c} \rangle 1, \hbar\omega_H \langle\langle k_B T$) они не зависят от вида энергетической зависимости времени релаксации и определяются только анизотропией энергетического спектра носителей тока. Поэтому в сильном магнитном должно наблюдаться насыщение магнитосопротивления.

В работе [2] была изучена (при $T=78K$) анизотропия рассеяния электронов в кремнии по концентрационной ($n=2 \cdot 10^{13} \div 6 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$) зависимости насыщения продольного магнитосопротивления постоянном магнитном поле напряженностью 90кЭ и получено хорошее согласие результаты эксперимента с теорией [3], учитывающей анизотропию рассеяния на ионизированных примесях. Однако авторам [2] не удалось изучить анизотропию рассеяния по температурной зависимости насыщения магнитосопротивления из-за недостаточной величины магнитного поля.

Нами [4] были проведены тщательные измерения продольного магнитосопротивления кремния n-типа в кристаллографическом направлении [111] (то есть, когда $J \parallel H \parallel [111]$) для набора образцов с различной концентрацией примеси $n_e = 2 \cdot 10^{13} \div 1 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ и при температурном интервале $77 \div 300K$ в сильном магнитном поле.

Результаты этих экспериментальных исследований приведены на рис. 1 и 2. Одновременно с этими исследованиями мы провели измерения подвижности электронов во всех образцах, результаты которых приведена в табл. 1.

Сопоставляя данные рис. 1 и 2 можно видеть, что насыщение магнитосопротивления наступает

при $\frac{\mu H}{c} \approx 4$ независимо от концентрации и температуры носителей тока. Из данных рис. 1 и 2 можно определить параметр анизотропии подвижности k , который входит в выражения для всех без исключения кинетических коэффициентов и, следовательно, имеет важное значение для

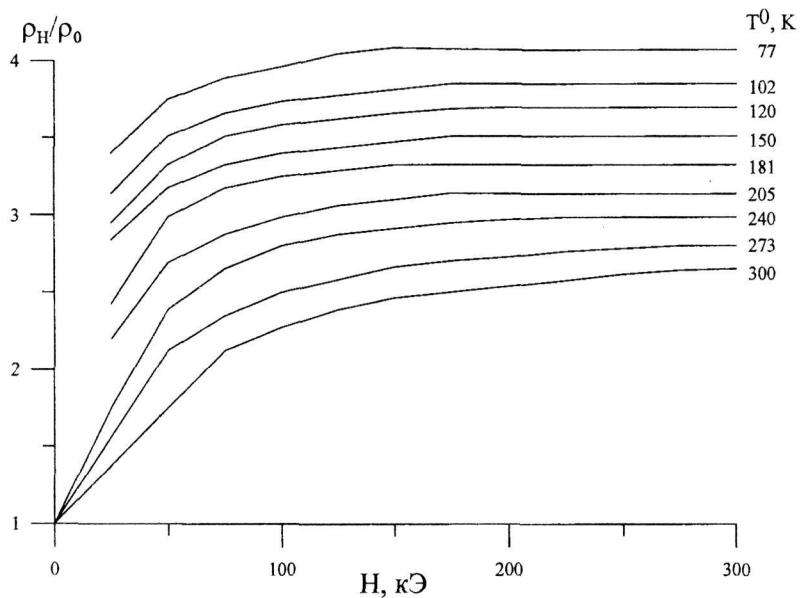


Рис. 1. Температурная зависимость магнитосопротивления кремния n-типа $\bar{J} \parallel \bar{H} \parallel [III]$ $\rho_{300^{\circ}K} = 30 \text{ ом}\cdot\text{см}$

Таблица 1. Характеристика исследованных кристаллов кремния n-типа.

Расчет параметров анизотропии рассеяния k_r - проведен с использованием значений параметра анизотропии эффективных масс $k_m=4,72$, $T=78^{\circ}\text{К}$. Номера образцов совпадают с номерами кривых на рис. 4.

№								
№	$\rho_{300^{\circ}K}$, ом·см	n, см^{-3}	$k = \frac{k_m}{k_r}$	k_r	$\left(\frac{\rho_{[m]}}{\rho_0} \right)$	$\rho_{77^{\circ}K}$, ом·см	$R_{H \rightarrow \infty}(77k)$, $\text{см}^3/\text{к}$	$\mu_{77K} = \sigma \cdot R_{H \rightarrow \infty}$, $\text{см}^2/\text{в.с}$
образца								
0	0,02							
1	0,20	$2,2 \cdot 10^{16}$	3,5	1,35	1,4	0,157	$8,3 \cdot 10^2$	$5,34 \cdot 10^3$
2	0,50	$1,0 \cdot 10^{16}$	4,0	1,18	1,5	0,2	$1,62 \cdot 10^3$	$8,15 \cdot 10^3$
3	1,00	$4,6 \cdot 10^{15}$	4,37	1,08	1,58	0,27	$2,82 \cdot 10^3$	$1,04 \cdot 10^4$
4	7,50	$4,9 \cdot 10^{14}$	4,75	0,98	1,65	0,7	$1,057 \cdot 10^3$	$1,51 \cdot 10^4$
5	10,0	$3,57 \cdot 10^{14}$	4,94	0,955	1,7	0,82	$1,35 \cdot 10^4$	$1,65 \cdot 10^4$
6	15,0	$1,99 \cdot 10^{14}$	5,32	0,9	1,78	1,4	$2,6 \cdot 10^4$	$1,85 \cdot 10^4$
7	30,0	$1,2 \cdot 10^{14}$	5,9	0,84	1,9	2,7	$5,26 \cdot 10^4$	$1,95 \cdot 10^4$
8	100,0	$4,1 \cdot 10^{13}$	6,35	0,74	2,0	9,2	$1,94 \cdot 10^4$	$2,10 \cdot 10^4$
9	200,0	$2,0 \cdot 10^{13}$	6,57	0,717	2,05	18,8	$4,2 \cdot 10^4$	$2,21 \cdot 10^4$

описания любого из кинетических эффектов. Именно изменение параметра анизотропии k в зависимости от концентрации примесей и температуры ясно показывает соотношение между различными механизмами рассеяния носителей тока. Поэтому, в принципе нельзя построить количественную теорию этого эффекта без учета анизотропии рассеяния носителей тока на акустических фонах и тем более – на примесных ионах.

На рис. 3 показана зависимость параметра анизотропии рассеяния k_t от концентрации примесей, построенная по данным рис. 2.

Поскольку, процессы рассеяния электронов в кремнии при рассеяниях на акустических фонах и ионизированных примесях описываются тензором времени релаксации, то k_t характеризует анизотропию рассеяния, характерную для этих механизмов рассеяния, а важные при высоких температурах типы междолинные рассеяния

являются изотропными (то есть $\frac{\langle \tau_{||} \rangle}{\langle \tau_{\perp} \rangle} = 1$). Из рисунка видно, что k_t с увеличением концентрации примесей постепенно увеличивается от величины 0,71 соответствующей рассеянию на

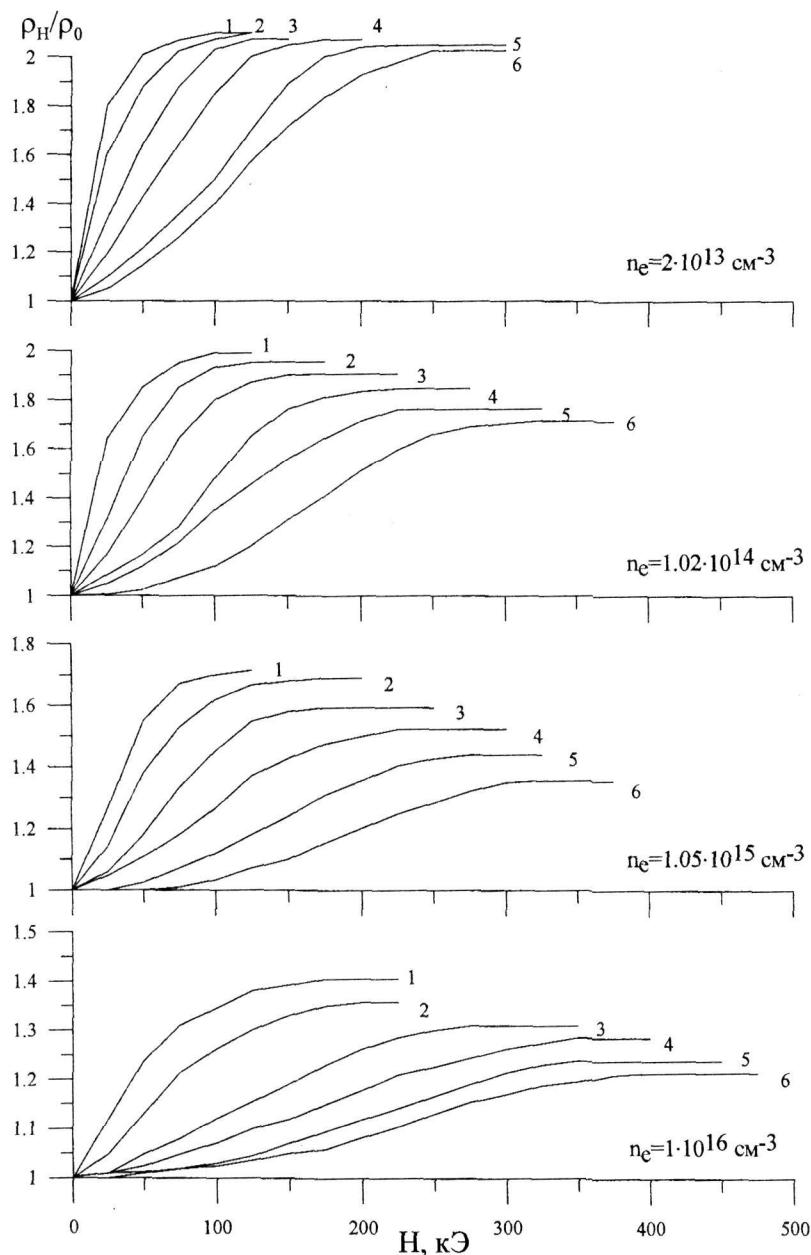


Рис. 2. Зависимость насыщения продольного магнитосопротивления кремния n-типа от концентрации и температуры $\bar{J} \parallel H \llbracket III \rrbracket T$ °К:
 1 - 77; 2 - 100; 3 - 150;
 4 - 200; 5 - 250; 6 - 300

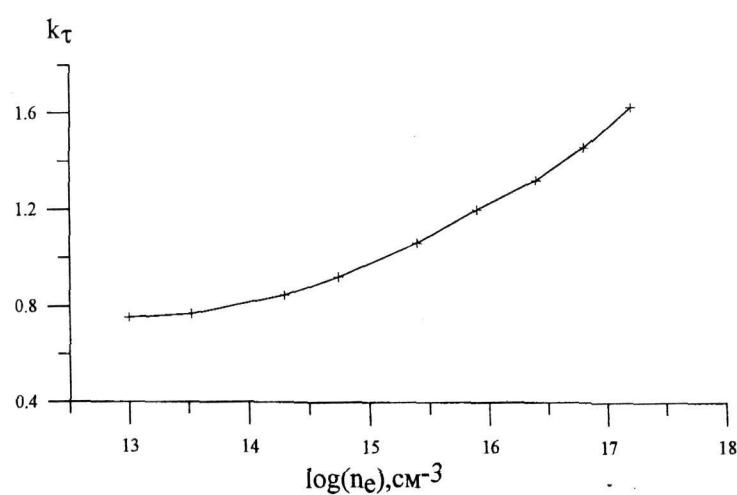


Рис. 3. Зависимость параметра анизотропии рассеяния $k\tau$ от концентрации примесей, построенная по данным рис. 2

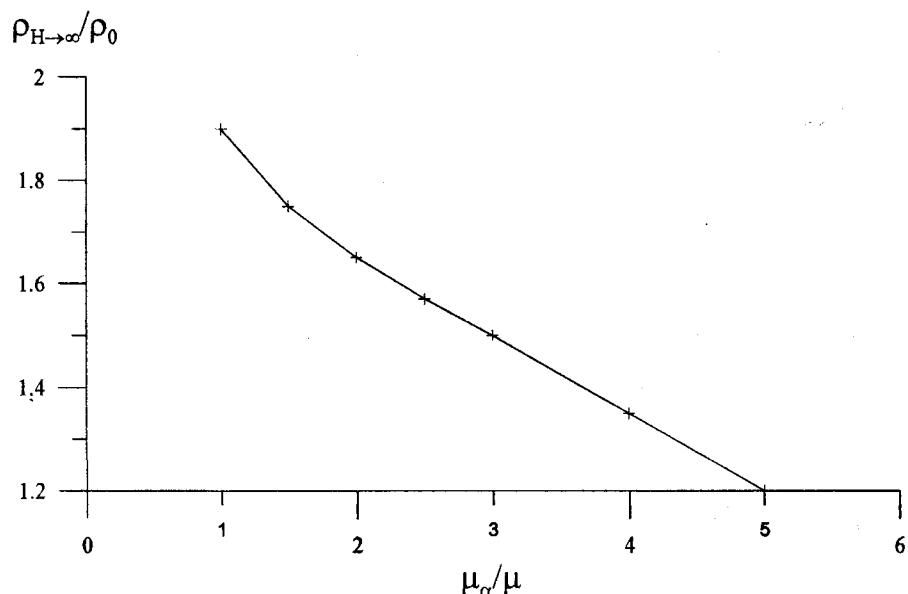


Рис. 4. Зависимость

$$\frac{\rho_{H\rightarrow\infty}}{\rho_0} \left[\frac{\mu_a}{\mu} \right]_{III}$$

от отношения $\frac{\mu_a}{\mu}$

колебаниях решетки до величины около 2, соответствующей превалирующему рассеянию на примесях.

Теоретические расчеты, проведенные для концентрации примесей $10^{13} \div 10^{17} \text{ см}^{-3}$ находятся в хорошем соответствии с экспериментальными значениями насыщения магнитосопротивления.

Для $T=77,4 \text{ K}$ характеристики исследованных кристаллов кремния легированных фосфором представлены в табл. 1.

На рис. 4. построена зависимость $\frac{\rho_{H\rightarrow\infty}}{\rho_0} \left[\frac{\mu_a}{\mu} \right]$ от

отношения $\frac{\mu_a}{\mu}$, где $\mu_a = 2,65 \cdot 10^4 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$ для чи-

сто акустического рассеяния при $77,4 \text{ K}$, а μ_H - холловская подвижность, определяемая из соотношения $\mu_H = \sigma R_{H\rightarrow\infty}$.

Наши результаты дают полное соответствие с экспериментальными результатами работы [4].

Согласно работы [3] величина параметра анизотропии k для кремния n-типа должна с увеличением концентрации примесей уменьшаться очень медленно, начиная от максимального значения, что хорошо видно из рис. 3. На рисунке расчет выражен сплошной линией, а экспериментальные данные - точками, которые получены из значения величины насыщения магнитосопро-

тивления. При концентрации примесей 10^{16} см^{-3} ощутим вклад рассеяния на нейтральных примесях. Заметим, что величина изотропной подвижности менее чувствительна к величине анизотропии рассеяния, чем магнитосопротивление.

В классически сильных магнитных полях теория [1] и борновское приближение для концентраций примесей до 10^{16} см^{-3} дают адекватные выражения для анизотропии рассеяния на ионизированных примесях.

Теперь рассмотрим изменение параметра анизотропии k в зависимости от температуры. По данным рис. 2. построена температурная зависимость параметра анизотропии k (рис. 5).

На рис. 6 приведена температурная зависимость $k\tau$ для образца $\rho_{300^\circ K} = 30 \text{ ом}\cdot\text{см}$

($J\|H\|III$) по рис. 1).

Согласно [5-8] параметр анизотропии k для смешанного рассеяния определяется следующим выражением

$$k = \frac{m_{II}}{m_{\perp}} \frac{\langle \tau_{\perp} \rangle}{\langle \tau_{II} \rangle} = \frac{3m_{II}I_i}{2m_{\perp}I_0},$$

где

$$I_0 = \int_0^{\infty} \frac{x^3 e^{-x}}{x^2 + b_0} dx; I_1 = \int \frac{x^3 e^{-x}}{x^2 + b_1} dx;$$

$$b_1 = 1.25 \cdot 10^{-10} \frac{N}{T^3} \left(31.4 + \ln \frac{T^2 x}{N} + \frac{1.46 \cdot 10^{-14} N}{T^2 x} \right);$$

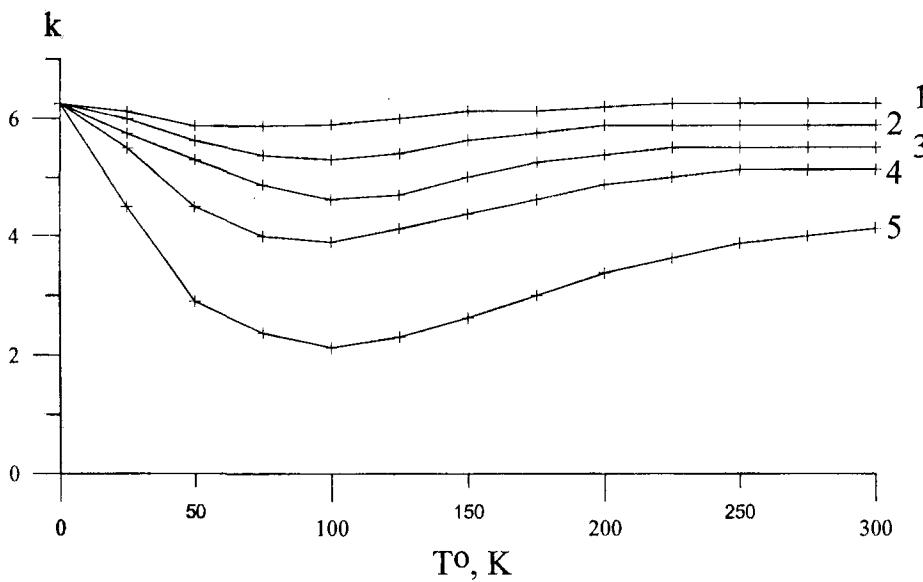
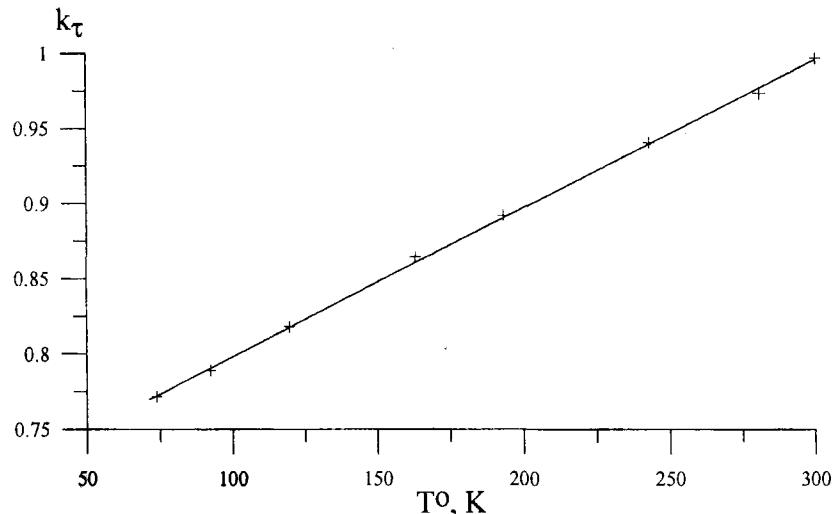


Рис. 5. Температурная зависимость параметра анизотропии k n_e , см^{-3} :
1 - $2 \cdot 10^{13}$; 2 - $4,1 \cdot 10^{13}$; 3 - $1,02 \cdot 10^{14}$;
4 - $0,5 \cdot 10^{15}$; 5 - $1,0 \cdot 10^{16}$



$$b_0 = 2.38 \cdot 10^{-11} \frac{N}{T^3} \left(32.0 + \ln \frac{T^2 x}{N} - \frac{10^{-14} N}{T^2 x} \right),$$

$$N - \text{концентрация примесных ионов}, x = \frac{\xi}{k_B T}.$$

Результаты определения параметра анизотропии k по этой формуле представлены на рис. 5. Параметр анизотропии k состоит из анизотропии эффективных масс k_m и анизотропии рассеяния k_τ

$$k = \frac{k_m}{k_\tau}.$$

Анизотропия эффективных масс хорошо определена из измерений циклотронного резонанса [9] и она изменяется с температурой, то есть эффектив-

ная масса электронов растет с увеличением температуры, поэтому нельзя считать k постоянной в рассмотренной нами интервале температур.

Следовательно, при определении параметра анизотропии рассеяния k_τ необходимо учесть (хотя она незначительная).

Полученные нами экспериментальные данные находятся в хорошем согласии экспериментальными результатами [2] в которых, было изучено продольное магнитосопротивление кремния n -типа в зависимости от концентрации примесей в магнитных полях напряженностью до 90 кЭ при $T=78\text{K}$ и по этим данным определен параметр анизотропии рассеяния k_τ . Однако в этой работе не была измерена температурная зависимость насыщения магнитосопротивления из-за недостаточной величины магнитного поля.

Таблица 2. Изменение параметра анизотропии k с концентрацией примеси

	Концентрация доноров, см ⁻³	k	$k\tau$
Экспериментальные значения при 77,4°К	$2 \cdot 10^{13}$	6,57	0,717
	$1,2 \cdot 10^{14}$	6,0	0,78
	$1,05 \cdot 10^{15}$	5,0	0,94
	$1,0 \cdot 10^{16}$	4,0	1,18
	$0,98 \cdot 10^{17}$	2,35	2,01
Теоретические значения при 80°К	10^{13}	6,7	0,705
	10^{14}	6,0	0,80
	10^{15}	5,0	0,93
	10^{16}	3,6	1,3
	10^{17}	2,35	2,01

Для теоретического расчета концентрационной зависимости $k\tau$ мы использовались теорией [5-8], где получены соответствующие выражения. Учитывалось рассеяние на акустических фонах, ионизированных примесях, на оптических фонах двух типов с энергиями 190° и 630°К.

При этом использовались следующие па-

метры $\left(\frac{\tau_{II}}{\tau_{\perp}} \right)_a = \frac{2}{3}$ [11] междолинное рассеяние

принималось изотропным, т.е. $\left(\frac{\tau_{II}}{\tau_{\perp}} \right)_{iv} = 1$, кон-

станта связи оптическими фонарами бралась из работы [10].

Сопоставление экспериментальных результатов с расчетными данными приведено в табл. 2.

Данные таблицы свидетельствуют о хорошем соответствии теории [8] и эксперимента для азотной температуры. Однако выше 100°К начинает наблюдаться расхождение между теорией и экспериментом, которое приводит к тому, что точки экспериментальных данных не ложатся на линии теоретического расчета.

Заметим, что изменение параметра анизотропии рассеяния $k\tau$ в зависимости от концентрации примесей и температуры ясно показывает соотношение между различными механизмами рассеяния носителей тока. Как видим изменением концентрации или температуры можно осуществить переход от одного механизма рассеяния к другому, и изучить анизотропию каждого механизма рассеяния в отдельности.

Например, согласно нашим данным для концентрации носителей тока 10^{13} см⁻³ существенно внутридолинное акустическое рассеяние, а с

увеличением концентрации носителей тока расчет доля рассеяния на ионизированных примесях и при концентрации примесей $n = 10^{16}$ см⁻³ анизотропия рассеяния достигает значения $k\tau > 2$.

Следовательно, разные величины k в диапазоне концентрации примесей $10^{13} \div 10^{17}$ см⁻³, то есть изменение параметра анизотропии рассеяния с изменением концентрации носителей тока связано с переходом от акустического механизма рассеяния (при 10^{13} см⁻³) к рассеянию на ионизированных примесях (при $n > 10^{16}$ см⁻³).

ЛИТЕРАТУРА

- Херринг К., Фогт Э. Теория явлений переноса и потенциала деформации для полупроводников со многими минимумами на энергетических поверхностях и с анизотропным рассеянием // Проблемы физики полупроводников. М.: ИЛ, 1957. С. 567-598.
- Neuringer L.J., Long D. Saturation Magnetoresistance and impurity scattering anisotropy of n-silicon in n-type Silicon // Phys. Rev. 1964. V. 134, N3A. P. 788-793.
- Самойлович А.Г., Коренблит И.Я., Даховский И.В. Анизотропное рассеяние электронов на ионизированных примесях // ДАН СССР. 1961. Т. 139, №2. С. 355-358.
- Оразгульев Б., Казбекова Б.К. Определение параметра анизотропии по насыщению магнитосопротивления кремния n-типа // г. Курчатов. Вестник НЯЦ. 2006, декабрь.
- Самойлович А.Г., Коренблит И.Я., Даховский И.В., Искра В.Д. Анизотропное рассеяние электронов на ионизированных примесях и акустических фонах // ФТТ. 1961. Т. 3, вып. 11. С. 3285-3298.
- Самойлович А.Г., Коренблит И.Я., Даховский И.В., Искра В.Д. Решение кинетического уравнения при анизотропном рассеянии электронов // ФТТ. 1961. Т. 3, вып. 10. С. 2939-2945.
- Даховский И.В. Анизотропное рассеяние электронов в германии и кремнии // ФТТ. 1963. Т. 5. С. 2332-2338.
- Даховский И.В. Анизотропное рассеяние электронов в германии и кремнии // ФТТ. 1963. Т. 5. С. 2332-2338.
- Stradling R.A., Zhukov V.V. Cyclotron resonance of electrons in Silicon at temperatures up to 200K // Proc. phys. Soc. 1966. V. 87, h. 236-271.

10. Баранский П.И., Буда И.С., Даховский И.В., Коломеец В.В. Электрические и гальваномагнитные явления в анизотропных полупроводниках. Киев: Наукова Думка, 1977.

11. Argyres P.N. Galvanomagnetic effects in the quantum Limit // J. Phys. Chem. Solids. 1959. V. 8, N 1. P. 124-130.

Резюме

Магниттік өрістің кремнийдегі бойлық магниттік кедергісі аса сау кабілетін зерттеу үстінде магниттік кедергінің қанығуы басталатыны, ол кристаллографикалық бағыттаудың меншікті кедергісіне және кристалдың қызуына байланысты емес екені дөлелденді. Магниттік

кедергінің қанығуы мөлшеріне қарай анизотропияның параметрі анықталған.

Summary

Learning longitudinal magnetoresistance silicon n-type was established that saturation of magnetoresistance will be at out of depending on specific resistance, crystallographic orientation and temperature of crystal. On magnitude saturation magnetoresistance was determined parameter anisotropy.

УДК 691.315.592

Актауский государственный
университет

Поступила 10.04.08г.