

УДК691.315.592

Б. ОРАЗГУЛЬЕВ, Л. У. ТАЙМУРАТОВА

## ВЛИЯНИЕ ОДНООСНОГО ДАВЛЕНИЯ НА МАГНЕТСОПРОТИВЛЕНИЕ КРЕМНИЯ p-ТИПА

Край валентной зоны кремния расположен в точке  $k=0$  и двукратно вырожден, а третья зона из-за спин-орбитального взаимодействия отщеплена от зоны тяжелых и легких дырок на величину  $\Delta=0,04\text{эВ}$ . При расчетах зонной структуры даже приведенное небольшое значение  $\Delta$  уже приводит к непараболическому закону дисперсии в подзонах тяжелых и легких дырок. В случае тяжелых дырок, особенно в направлении  $[110]$   $k$ -пространстве, отклонение от параболического закона движения становится существенным при энергиях в несколько миллиэлектронвольт.

Непараболическость валентных подзон кремния оказывает ощутимое влияние на гальваномагнитные эффекты, в особенности на магнетосопротивление. В сильных магнитных полях продольное магнетосопротивление насыщается в направлениях  $[110]$  и  $[111]$ , но не насыщается в направлении  $[100]$ .

Поскольку энергия отщепленной валентной подзоны составляет всего  $0,04\text{эВ}$ , то даже при комнатных температурах, когда  $k_B T = 0,026\text{эВ}$ , эта подзона заполнена незначительно ввиду небольших эффективных масс и плотности состояний в ней.

Распределение носителей по энергиям в сферической непараболической зоне вычислил Мац [1]. Это приближение использовали авторы [2] для вычисления зависимости подвижности тяжелых дырок от температуры. Зависимость  $\mu \sim T^{-1,9}$  ( $\mu$ -подвижность) в диапазоне от 50 до 100К следует из вычислений, в которых учитывается только рассеяние на акустических фононах. Отклонение значения показателя  $-1,9$  от обычного значения  $-1,5$ , соответствующего элементарной модели сферической зоны, обусловлено непараболическим законом дисперсии в подзоне.

Вследствие непараболическости подзоны тяжелых дырок эффективная масса электропроводности возрастает с температурой, так как в результате увеличения средней тепловой энергии  $k_B T$  дырки занимают те уровни в подзоне, где непараболическость больше [3]. Как показали [4, 5],

непараболический закон дисперсии в зоне может привести к появлению отрицательного дифференциального сопротивления.

Исследования, проведенные в магнитных полях до 9 Тл, показали, что зависимость коэффициента Холла от  $B$  в кремнии  $p$ -типа анизотропны [6]. Анизотропия магнетосопротивления увеличивающаяся с температурой также свидетельствуют в пользу непараболического закона дисперсии в подзоне тяжелых дырок.

Как видно из рис. 1<sup>а</sup>, изоэнергетические поверхности тяжелых и легких дырок имеют вогнутые участки, где реализуются отрицательные эффективные массы [7].

Исходя из вышеприведенных, вполне реально предположить наблюдение отрицательного магнетосопротивления на отрицательных эффективных массах в кремнии.

Мы еще в шестидесятых годах наблюдали отрицательные магнетосопротивление кремния  $p$ -типа и в дальнейшем получены данные с новыми экспериментами в восьмидесятых годах.

Считаем целесообразным продолжить экспериментальные исследования магнетосопротивления кремния  $p$ -типа для выявления возможности применения результатов экспериментов по созданию на базе кремния генератора широкого диапазона частот, предложенного в 1958 году Крёмером [8], в котором используются особенности движения носителей заряда с отрицательными эффективными массами.

Прежде всего, мы выясним, при каких условиях возникают носители заряда с отрицательными эффективными массами.

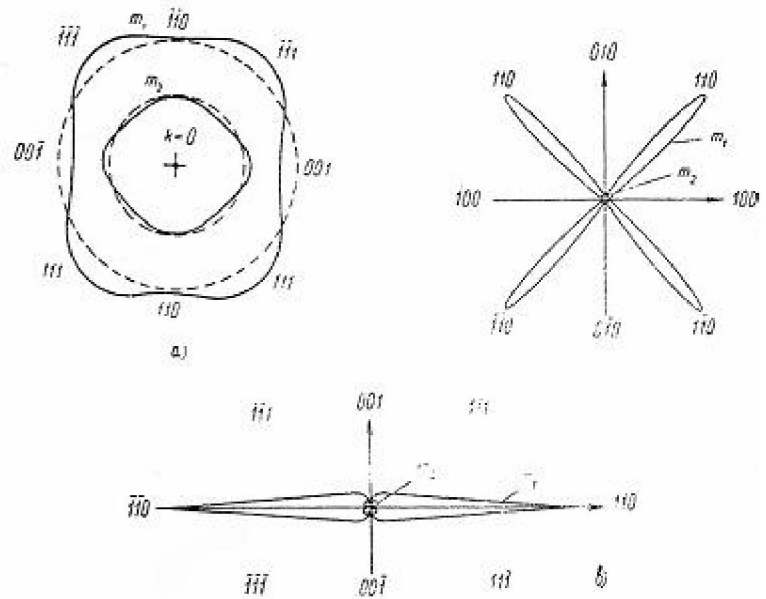
Изменение состояния электрона в кристалле – квазичастицы со сложным законом дисперсии – может быть описано уравнением

$$\frac{dp}{dt} = F, \quad (1)$$

где сила  $F$  создается электрическим и магнитным полем.

Для изотропного квадратичного закона дисперсии уравнение (1) имеет вид

**Рис. 1.** Вид изоэнергетических контуров тяжелых и легких дырок кремния: *a* – в плоскости [110] при энергиях дырок, много меньше  $\Delta$ , *б* – в плоскости [001], *в* – в плоскости [110] при энергиях дырок,  $\Delta$ . Рис. *б* и *в* примерно на порядок меньше, чем рис. *a*



$$m \frac{d\mathcal{G}}{dt} = F, \quad (2)$$

причем  $\mathcal{G} = \frac{p}{m}$ . В случае анизотропного квадратичного закона дисперсии компонента скорости

$$g_\alpha = \frac{\partial \varepsilon(p)}{\partial p_\alpha} = \sum_\beta \frac{p_\beta}{m_{\alpha\beta}}; \quad \alpha, \beta = x, y, z, \quad (3)$$

а компонента ускорения

$$\begin{aligned} \frac{d g_\alpha}{dt} &= \frac{d}{dt} \frac{\partial \varepsilon(p)}{\partial p_\alpha} = \frac{\partial}{\partial p_\alpha} \frac{d \varepsilon(p)}{dt} = \\ &= \sum_\beta \frac{\partial}{\partial p_\alpha} \left( \frac{\partial \varepsilon(p)}{\partial p_\beta} \right) \frac{d p_\beta}{dt} = \sum_\beta \frac{\partial^2 \varepsilon(p)}{\partial p_\alpha \partial p_\beta} \frac{d p_\beta}{dt}, \quad (4) \end{aligned}$$

Поскольку

$$\frac{1}{m_{\alpha\beta}} = \frac{\partial^2 \varepsilon(p)}{\partial p_\alpha \partial p_\beta}, \quad \text{а} \quad \frac{d p_\beta}{dt} = F_\beta$$

– компонента силы вдоль направления  $\beta$ ,

$$\frac{d g_\alpha}{dt} = \sum_\beta \frac{1}{m_{\alpha\beta}} F_\beta. \quad (5)$$

Уравнение (5) можно записать и в форме

$$\frac{d g}{dt} = m^{-1} F \quad \text{или} \quad m^{-1} = \nabla_p \nabla_{p\varepsilon}(p). \quad (6)$$

Тензорный характер эффективной массы показывает, что движение электрона проводимости

под воздействием электрического и магнитного полей существенно отличается от движения свободного электрона с изотропной массой  $m_0$ .

При произвольном угле между действующей силой  $F$  и главными осями тензора обратной эффективной массы направление ускорения электрона не будет совпадать с направлением силы.

Согласно уравнению движения (6), электрическое поле  $E$ , направленное вдоль одной из главных осей тензора, будет ускорять электрон. Так как если бы он обладал скалярной массой  $m_\alpha$ , равной обратной величине соответствующего главного значения тензора  $1/m_\alpha$ , независимо от того, каковы два других главных значения тензора. Для электрического поля произвольного направления ускорение электрона будет, вообще говоря, не параллельно приложенной силе. В этом случае можно разложить вектор ускорения на две составляющие – параллельную и перпендикулярную приложенной силе.

Естественно, что интерес представляет только параллельная составляющая ускорения, и задача заключается теперь в том, чтобы найти скалярную эффективную массу в направлении действия силы, независимо от того, каково значение перпендикулярной составляющей ускорения.

Пусть  $\ell$  – единичный вектор в направлении приложенного электрического поля  $E$ . Умножая правую и левую части уравнения движения (6) скалярно на  $\ell$ , получаем выражение для параллельной составляющей уравнения  $\left(\frac{d g}{dt}\right)_\ell$ :

$$\left(\frac{d\mathcal{G}}{dt}\right)_\ell = \left(\ell \frac{d\mathcal{G}}{dt}\right) = (\ell m^{-1} F) = (F \ell m^{-1} \ell) = F m_\ell^{-1}.$$

Отсюда

$$m_\ell^{-1} = (\ell m^{-1} \ell). \quad (7)$$

Величина  $m_\ell$  (7), называется эффективной массой в данном направлении. В общем случае, когда изоэнергетические поверхности имеют более сложную форму, чем эллипсоиды, эффективная масса в данном направлении  $\ell$  есть функция волнового вектора, то есть  $m_\ell(\mathbf{k})$  – это эффективная масса в направлении  $\ell$  в точке  $\mathbf{k}$  обратного пространства.

Согласно уравнению (7) эффективная масса в каком-либо направлении может быть отрицательной, если отрицательна вторая производная энергии по волновому вектору в этом направлении.

Рассмотрим те условия, при которых производная может быть отрицательной.

Рассмотрим для  $\mathbf{k} \neq 0$  два случая, соответствующих двум взаимно перпендикулярным направлениям электрического поля.

1. Электрическое поле  $E$  (то есть и  $\ell$ ) параллельно волновому вектору  $\mathbf{k}$ . Тогда эффективная масса  $m_\ell$ , которую мы назовем продольной массой, при удалении от края в глубь энергетической зоны не может стать отрицательной вплоть до энергии порядка половины ширины всей зоны.

2. Электрическое поле  $E$  перпендикулярно  $\mathbf{k}$ . В этом случае эффективная масса  $m_\ell$ , которую можно назвать поперечной массой, может оказаться отрицательной даже в непосредственной окрестности края энергетической зоны. Необходимым и достаточным условием для этого является вогнутость изоэнергетических поверхностей в области вблизи рассматриваемого вектора  $\mathbf{k}$ . Такие вогнутые на определенных участках изоэнергетические поверхности реализуются в непосредственной близости от вырожденного края валентной зоны при  $\mathbf{k}=0$ , например в кремнии, где закон дисперсии дырок описывается неаналитической функцией.

Отрицательные эффективные массы в кремнии в направлении [100]. Край валентной зоны кремния расположен в точке  $\mathbf{k}=0$  и двукратно вырожден. Форма зон тяжелых и легких дырок кремния вблизи  $\mathbf{k}=0$  описывается выражением:

$$\varepsilon(\mathbf{k}) = \frac{\hbar^2}{2m_0} \times \quad (8)$$

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

где  $A, B, C$  – безразмерные константы, равные соответственно  $4 \pm 0, 1; 1, 1 \pm 0, 4; 4, 1 \pm 0, 4$ .

Знак плюс перед корнем в (8) соответствует зоне легких дырок, минус – зоне тяжелых дырок. Изоэнергетические поверхности тяжелых дырок имеют вогнутые участки, где реализуются отрицательные поперечные эффективные массы.

Член с  $C^2$  ответствен за отклонение изоэнергетических поверхностей от сферической формы и, значит, за появление отрицательных поперечных эффективных масс. При  $C^2 > 0$  расщепление между двумя энергетическими зонами наибольшее в направлении [111] и наименьшее – в направлении [100]. При  $C^2 < 0$  отрицательных эффективных масс в зоне тяжелых дырок нет, но они возможны в зоне легких дырок.

Строгий расчет геометрии областей отрицательных эффективных масс на основании уравнения (8) приводит к уравнениям более высокого порядка, чем (8), которые не могут быть решены аналитически. Разлагая корень в (8) в ряд, имеем

$$\varepsilon(\mathbf{k}) = \frac{\hbar^2}{2m_0} \left( \alpha_0 k^2 - \beta_0 \frac{k_x^2 k_y^2 + k_y^2 k_z^2 + k_z^2 k_x^2}{k^2} \right), \quad (9)$$

где  $\alpha_0 = A - B$ ;  $\beta_0 = C^2 / 2B$ . Для кремния

$$\alpha_0 = 3,53; \beta_0 = 18,4.$$

Величина  $\beta_0$ , как следует из (9), есть мера отклонения поверхностей постоянной энергии от сферической формы.

Выберем оси координат таким образом, чтобы направление [100] совпадало с осью  $x$ , направление [110] – с диагональю между осями  $x$  и  $y$ , а направление [111] с пространственной диагональю между тремя осями  $x, y, z$ . Тогда эффективные массы в направлениях [100], [110], [111] можно, согласно тензором обратной эффективной массы.

$$\left(m_{\alpha\beta}^{-1}\right)_n = \frac{1}{\hbar^2} \left( \frac{\partial^2 \varepsilon_n(\mathbf{k})}{\partial k_\alpha \partial k_\beta} \right)_{k_0}, \quad (10)$$

Записать в виде

$$\frac{1}{m_{100}} = \frac{1}{\hbar^2} \frac{\partial^2 \varepsilon}{\partial k_x^2}, \quad (11)$$

$$\frac{1}{m_{110}} = \frac{1}{\hbar^2} \left( \frac{\partial^2 \varepsilon}{\partial k_x^2} + \frac{\partial^2 \varepsilon}{\partial k_y^2} + 2 \frac{\partial^2 \varepsilon}{\partial k_x \partial k_y} \right), \quad (12)$$

$$\frac{1}{m_{111}} = \frac{1}{\hbar^2} \left( \frac{\partial^2 \varepsilon}{\partial k_x^2} + \frac{\partial^2 \varepsilon}{\partial k_y^2} + \frac{\partial^2 \varepsilon}{\partial k_z^2} + 2 \frac{\partial^2 \varepsilon}{\partial k_x \partial k_y} + \right. \\ \left. + 2 \frac{\partial^2 \varepsilon}{\partial k_y \partial k_z} + 2 \frac{\partial^2 \varepsilon}{\partial k_z \partial k_x} \right), \quad (13)$$

Компоненты тензора обратной эффективной массы находим из закона дисперсии тяжелых дырок (9):

$$\frac{\partial^2 \varepsilon}{\partial k_x^2} = \frac{\hbar^2}{m_0} \times \quad (14)$$

$$\times \left\{ \alpha_0 - \frac{\beta_0}{k^6} (k_y^4 + k_y^2 k_z^2 + k_z^4) (-3k_x^2 + k_y^2 + k_z^2) \right\},$$

$$\frac{\partial^2 \varepsilon}{\partial k_x \partial k_y} = \quad (15)$$

$$= -\frac{\hbar^2}{m_0} \frac{2\beta_0 k_x k_y}{k^6} (2k_x^2 k_y^2 + k_y^2 k_z^2 + k_z^2 k_x^2 - k_z^4),$$

Остальные компоненты тензора (10) легко получаются циклической перестановкой.

Из уравнений (11) и (14) можно найти эффективную массу в направлении [100] (ось  $k_x$ )

$$\frac{1}{m_{100}} = \frac{1}{m_0} \times \quad (16)$$

$$\times \left\{ \alpha_0 - \frac{\beta_0}{k^6} (k_y^4 + k_y^2 k_z^2 + k_z^4) (-3k_x^2 + k_y^2 + k_z^2) \right\},$$

Нетрудно видеть, что эффективная масса  $m_{100}$  будет отрицательной на осях [010] и [001] и в некоторой близости от них, если

$$\beta_0 > \alpha_0 \text{ или } \frac{C^2}{2B} > A - B, \quad (17)$$

Это условие легко выполняется для кремния. Поперечная эффективная масса на самих осях [010] и [001] равна

$$\frac{1}{m_{100}} = \frac{1}{m_0} (\alpha_0 - \beta_0), \quad (18)$$

Из соображений симметрии следует, что эффективная масса  $m_{010}$  в направлении  $y$  отрицательна вокруг осей  $k_x$  и  $k_y$  (рис. 2<sup>а</sup>).

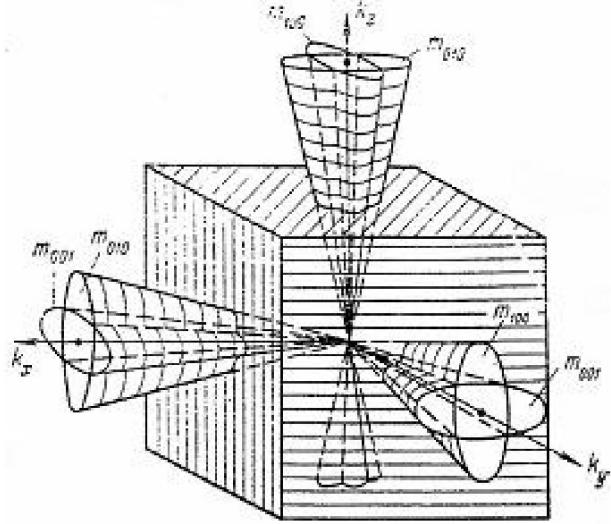


Рис. 2. Области отрицательных эффективных масс для трех направлений типа [100] при значениях  $C^2$ , лишь немного больших, чем  $2B$  (А-В)

Рассмотрим теперь конусы отрицательных эффективных масс в направлениях [110] и [111]. Выражения (12), (14) и (15) позволяют определить эффективные массы в направлениях типа [110] (рис. 2<sup>б</sup>). Для эффективной массы  $m_{100}$  на осях [100] и [010] находим

$$\frac{1}{m_{100}} = \frac{1}{m_0} \left( \alpha_0 - \frac{1}{2} \beta_0 \right), \quad (19)$$

Эти значения эффективной массы отрицательны для кремния. На оси [001] (ось  $k_z$ ) эффективная масса  $m_{110}$  оказывается равной массе  $m_{100}$  (18).

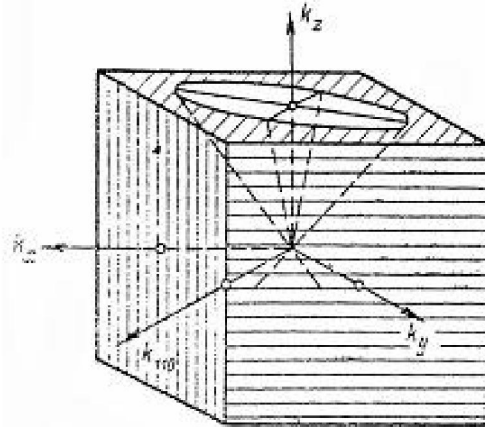


Рис. 2<sup>б</sup>. Конус эффективной массы  $m_{110}$

У кремния эффективные массы вдоль диагоналей грани отрицательны на всех главных осях, но конусы вокруг тех двух главных осей, которые не перпендикулярны данной диагонали грани, узки.

Для определения граничной конической поверхности пренебрежем, как и в случае эффективной массы  $m_{100}$  всеми членами выше второго порядка по  $k_x$  и  $k_y$ . Тогда из уравнений (12), (14) и (15) следует

$$\frac{1}{m_{110}} = \frac{1}{m_0} \left( \alpha_0 + \frac{\beta_0}{2} \frac{k_x^2 + 4k_x k_y + k_y^2 - 2k_z^2}{3k_x^2 + 3k_y^2 + k_z^2} \right), \quad (20)$$

Приравнявая выражение (20) нулю, получаем для граничной конической поверхности

$$\frac{6\alpha_0 + \beta_0}{2(\beta_0 - \alpha_0)} (k_x^2 + k_y^2) + \frac{2\beta_0}{\beta_0 - \alpha_0} k_x k_y - k_z^2 = 0, \quad (21)$$

Это уравнение эллиптического конуса, у которого оси эллипса повернуты на  $\pi/4$  по отношению к осям [100] и [010].

Выражение для эффективной массы в направлении [111] можно найти, пользуясь формулами (13), (14) и (15):

$$\frac{1}{m_{111}} = \frac{1}{m_0} \left( \alpha_0 - \frac{2}{3} \beta_0 \right), \quad (22)$$

Эта эффективная масса отрицательна для кремния  $m_{111} = -0,11m_0$ . Вокруг каждой из главных осей будет конус отрицательных эффективных масс (рис. 2<sup>а</sup>).

Рассмотрим конус вокруг оси  $k_z$ . Пренебрегая снова всеми членами выше второго порядка по  $k_x$  и  $k_y$ , получаем

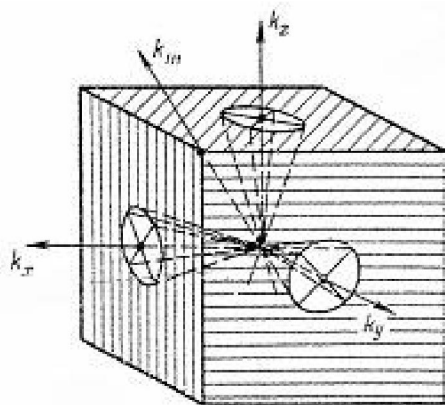


Рис. 2<sup>а</sup>. Конус эффективной массы  $m_{111}$

$$\frac{1}{m_{111}} = \frac{1}{m_0} \left[ \alpha_0 - \frac{\beta_0}{3} \frac{2k_z^2 - (k_x + k_y)^2}{3k_x^2 + 3k_y^2 + k_z^2} \right], \quad (23)$$

Конус эффективной массы  $m_{111}$  эллиптический. Главные оси эллипса направлены вдоль диагоналей грани куба.

Все приведенные вычисления и оценки показывают, что области отрицательных эффективных масс в кремнии имеют различную форму для масс в различных направлениях. Общим для всех рассмотренных случаев является то, что области отрицательных эффективных масс имеют конические границы и не содержат осей типа [111]. Они всегда расположены вокруг осей типа [100]. Среди трех рассмотренных случаев конусы отрицательных эффективных масс в направлениях [111] наиболее узкие. Кроме того, эффективные массы  $m_{111}$  представляют интерес и в том отношении, что только в этом случае оси конусов не перпендикулярны направлению, в котором рассматриваются эффективная масса.

Если эффективная масса проводимости носителей заряда принимает отрицательное значение, то и сопротивление образца будет отрицательным. Помещая такой образец в магнитное поле можно наблюдать отрицательное магнетосопротивление, что и сделано нами.

Экспериментальные результаты, полученные 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 (рис. 3).

Согласно классической теории в сильных магнитных полях, когда  $\omega t \gg 1$ ,  $\hbar\omega_H \ll k_B T$  магнетосопротивление должно насыщаться. Действительно, наблюдается полное насыщение магнетосопротивления в области сильных магнитных полей во всех кристаллографических направлениях. Однако, в случаях  $\mathbf{J} \parallel \mathbf{B} \parallel [111]$  и  $\mathbf{J} \parallel \mathbf{B} \parallel [110]$  на кривых магнетосопротивления появляется и спад, то есть отрицательное магнетосопротивление. Оно не связано с квантованием энергии носителей тока в магнитном поле, так как не выполняется условие квантования ( $\hbar\omega_H \ll k_B T$ ).

Для выяснения причины возникновения отрицательного магнетосопротивления исследуемые образцы подверглись одноосной упругой деформации.

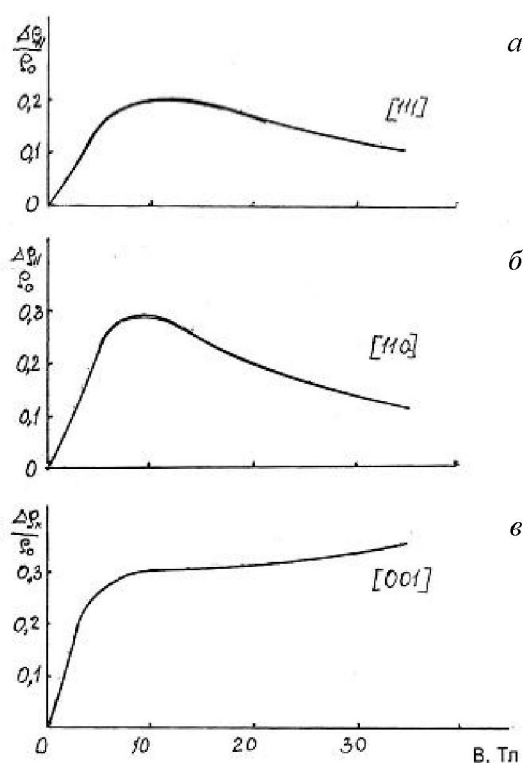


Рис. 3. Продольное магнетосопротивление кремния р-типа  $\rho_{300K} = 300 \text{ Ом} \cdot \text{см}$ ,  $T = 77,4\text{К}$

Как видно из рис. (рис. 4<sup>а,в</sup>), одноосная упругая деформация не снимает спада (т.е. отрицательного магнетосопротивления), а, наоборот, несколько усиливает его, а магнетосопротивления по мере увеличения давления постепенно уменьшается и при достижении величины  $6 \cdot 10^3 \text{ кГ/см}^2$  перестает зависеть от него.

В области насыщения пьезосопротивления, спадающая часть магнетосопротивления пересекает нулевую линию, образуя отрицательное магнетосопротивление, тогда как для направления [001] такой спад отсутствует, а 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] [10]. Такие результаты на кремнии р-типа нами сообщалось в работе [11] еще раньше, чем в [10]. Поэтому результаты работы [10] являются как бы подтверждением экспериментальных исследований [11].

Гальваномагнитные эффекты в кремнии р-типа в некоторых отношениях отличаются от

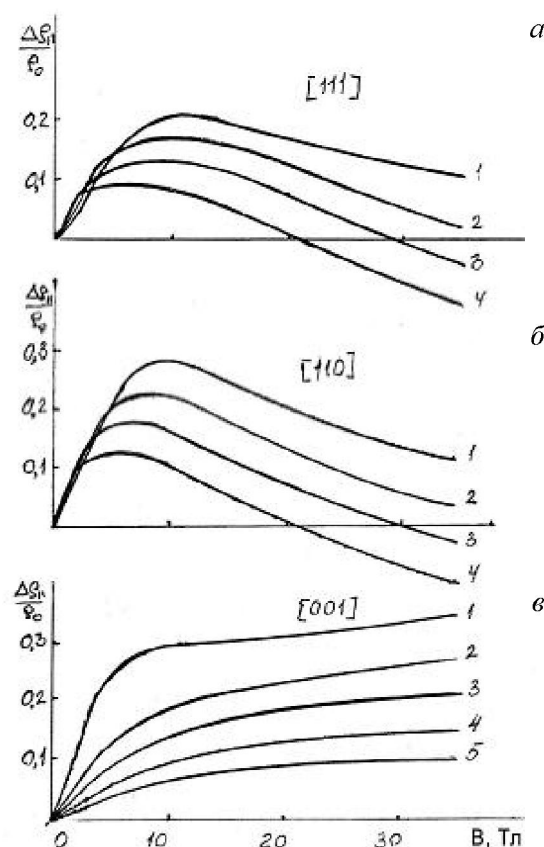


Рис. 4. Зависимости  $\frac{\Delta\rho_{л}}{\rho_0} = f(H)$  кремния при различных значениях  $\times 10^{-3}, \text{ кГ/см}^2$ : 1-X=0,2-2,3-4,4-6,5-7. ( $\rho_{300K} = 300 \text{ Ом} \cdot \text{см}$ ),  $T = 77,4\text{К}$

аналогичных явлений в германии р-типа. Это объясняется тем, что энергия отщепленной валентной подзоны в кремнии составляет всего 0,04 эВ (а в германии -0,28эВ), что и приводит к непараболическому закону дисперсии в подзонах тяжелых и легких дырок. Объяснение этому дается на рис. 2<sup>а</sup>, так что при удалении от направления [010] и [001] значение  $1/m_{100}$  убывает по абсолютной величине до нуля и в конце концов становится положительным.

Непараболичность в направлении [110] становится существенной при энергиях в несколько миллиэлектронвольт, а при больших энергиях изоэнергетическая поверхность подзоны тяжелых дырок в данном направлении вспучивается (рис. 1<sup>в</sup>).

В области насыщения пьезосопротивления спадающая (отрицательная) часть магнетосопротивления пересекает нулевую линию, образуя отрицательное магнетосопротивление. При этом насыщающаяся часть магнетосопротивления в

случае  $X||J||B||[111]$  по величине уменьшается в два раза, в случае  $X||J||B||[110]$  – почти в три раза и в случае  $X||J||B||[001]$  – в три раза (рис. 4).

При приложении к кристаллу кремния 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.

На рис. 5 приведены зависимость магнетосопротивления от давления (при  $B_{const} = 12$  Тл).

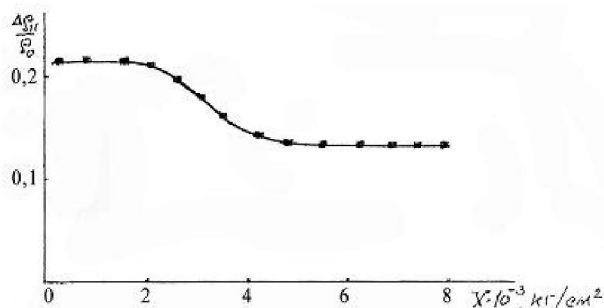


Рис. 5. Зависимость магнетосопротивления кремния р-типа от одноосного давления при  $B_{const} = 12$  Тл ( $\rho_{300K} = 40$  Ом · см)

С увеличением давления магнетосопротивление постепенно начинает уменьшаться, а при достижении величины  $X \geq 4,5 \cdot 10^3$  кг/см<sup>2</sup> перестает зависеть от него. Это объясняется тем, что при больших деформациях магнетосопротивление обусловлено носителями заряда только лишь зоны  $M_j = \pm 1/2$ , изоэнергетическая поверхность которой эллипсоидальна.

Опыты по циклотронному резонансу на одноосно деформированном кремнии р-типа, проведенные в [12] показали, что при увеличении деформации резонансные линии легких и тяжелых дырок исчезают и появляется новая линия, соответствующая дыркам, верхний из расщепившихся валентных зон. По эффективной массе эти дырки занимают среднее (промежуточное) положение между легкими и тяжелыми дырками.

Отметим, что полупроводники, имеющие носители заряда с отрицательными эффективными массами и у которых вероятность рассеяния этих носителей на оптических фонах велика, могут служить для усиления или генерации СВЧ колебаний.

В заключение отметим, что наши экспериментальные данные допускают изготовления СВЧ генераторов на базе кремния, как самого подходящего среди всех известных полупроводников.

ЛИТЕРАТУРА

1. Matz D. Hot-carrier distribution function in Semiconductors Nonparabolic Energy bands // J. Phys. Chem. Solids. 1967. V. 28, N 3. P. 373-382.
2. Asche M., Borzeszkowski J. On the Temperature Dependence of Hole Mobility in Silicon // Phys. Stat. Solidi. 1970. V. 37, N 2. P. 433-438.
3. Stradling R.A., Zhukov V.V. Cyclotron Resonance of Electrons in Silicon at Temperatures up to 200°K // Proc. Phys. Soc. 1965. V. 87, N 2. P. 263-271.
4. Persky G., Bartelink D.J. Negative Differential mobility in Nonparabolic Bands // Bull. Am. Phys. Soc. 1969. V. 14. P. 748-749.
5. Pawcett W., Ruch J.G. Negative differential mobility in Indium Antimonide // J. Appl. Phys. Letter. 1969. V. 15, N 11. P. 368-370.
6. Miyazawa H., Suzuki K., Maeda H. // Phys. Rev. 1963. V. 131. P. 2442.
7. Цидильковский И.М. Электроны и дырки в полупроводниках. М., 1972. С. 237.
8. Kromer H. The physical principles of a negative mass amplifier // Proc. IRE. 1959. V. 47. P. 407.
9. Dousmanis G., Duncan R., Thomas J., Williams F. // Phys. Rev. Lett. 1958. V. 1. P. 404.
10. Зеегер К. Физика полупроводников. М., 1977. С. 354.
11. Оразгулыев Б. Измерение магнетосопротивления кремния р-типа в сильных магнитных полях // ФТТ. 1966. Т. 8. С. 2780-2782.
12. Hensel J.C., Feher G. Cyclotron Resonance Experiments in Uniaxially Stressed Silicon: Valence Band Inverse Mass Parameters and Deformation Potentials // Phys. Rev. 1963. V. 129, N 3. P. 1041-1062.

Резюме

р-типтегі  $J||B||[111]$  жағдайдағы кремнийдің кума магнетокедергісі зерттелді. Ауыр тесіктің параболалық емес зонасымен байланысты, магнеткедергінің қанығуы, сондай-ақ, теріс магнеткедергі бақыланды. Магнетокедергіге бір осьті қысымның әсер етуі анықталды. Берілген бағытта теріс эффективті массамен байланысқан, магнетокедергінің теріс бөлігі күшейеді, ол магнеткедергінің шамасын үш есеге азайтады.

Summary

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

Актауский государственный университет им. Ш. Есенова

Поступила 10.09.07г.