

Модель проводимости поликристаллического кремния p -типа, учитывающая растекание тока в кристаллитах

© В.М. Любимский[¶]

Новосибирский государственный технический университет,
630092 Новосибирск, Россия

(Получена 7 июня 2004 г. Принята к печати 31 августа 2005 г.)

Рассмотрена модель электропроводности поликристаллической кремниевой пленки p -типа с учетом растекания тока в кристаллитах. Модель позволяет непротиворечиво и удовлетворительно описать экспериментальные результаты по электропроводности и эффекту пьезосопротивления в поликремнии p -типа до и после импульсного токового отжига. Сделан вывод о том, что площади электрических контактов между кристаллитами близки к геометрическим площадям между ними, тем не менее плотность тока в кристаллитах неоднородна.

PACS: 72.20.Fr, 72.80.Cw

1. Введение

Электропроводность поликристаллического кремния довольно хорошо исследована [1–11]. Для описания электропроводности в поликристаллическом кремнии используется модель движения носителей заряда вдоль одной координаты и в большинстве работ полагается, что удельное сопротивление поликристалла определяется удельным сопротивлением кристаллитов (зерен) и удельным сопротивлением границ зерен [1–10]. При этом для согласования расчетных и экспериментальных результатов используются два свободных параметра [5]. В [11] рассматривается модель проводимости, отличная от предложенных ранее. Согласно этой модели, носители заряда испытывают дополнительное рассеяние как на потенциальных барьерах на границах кристаллитов [11], так и на неупорядоченности кристаллической решетки в поликристалле. Нужно заметить, что во всех моделях электропроводности, за исключением [11], предполагается, что поликристалл состоит из одинаковых кристаллитов со средним размером зерна, в то время как поликремниевая пленка содержит кристаллиты, линейные размеры которых отличаются в несколько раз [2,11]. В модели [11] учтено, что кристаллиты имеют разные размеры, но, как и в других работах, поликристалл разбивается на цепочки из кристаллитов, по которым протекает электрический ток. Модели движения носителей заряда вдоль одной координаты позволяют удовлетворительно объяснить все имеющиеся экспериментальные результаты, за исключением изменения коэффициентов тензочувствительности после импульсного токового отжига (ИТО), проведенного цугом импульсов тока [12,13].

Цель данной работы заключается в описании электропроводности и эффекта пьезосопротивления в поликристаллическом кремнии p -типа с учетом растекания тока в кристаллитах и объяснении результатов по ИТО, выполненного цугом импульсов тока.

При построении модели рассматриваются следующие вопросы.

1. Протекание тока между кристаллитами, имеющими разные размеры.
2. Влияние площадей электрических контактов между кристаллитами на величину удельного сопротивления поликристаллического кремния.
3. Вычисление падения напряжения на поликремниевом резисторе и изменение его сопротивления в результате деформации при зависимости плотности тока в кристаллитах от двух координат.

В заключение модель используется для объяснения экспериментальных результатов ИТО, проведенных цугом импульсов тока [12,13].

В плоскости пленки кристаллиты имеют неправильные формы, но для математического описания электропроводности и эффекта пьезосопротивления необходимо аппроксимировать поверхности реальных кристаллитов какой-нибудь простой поверхностью, например, прямоугольным параллелепипедом или прямоугольным цилиндром. Соотношения, полученные далее, могут быть применены как к той, так и к другой аппроксимации. Однако для того чтобы воспользоваться гистограммой, полученной при аппроксимации кристаллитов в плоскости пленки квадратами [2], рассматривается аппроксимация кристаллитов прямоугольным параллелепипедом с квадратом в основании. Поскольку размеры кристаллитов разные и на границах кристаллитов имеются потенциальные барьеры, это приводит к рассеянию носителей заряда на потенциальных барьерах [11], которое учитывается при расчетах электропроводности и эффекта пьезосопротивления.

2. Теория

На рис. 1 приведено схематическое изображение части поликристалла, построенного с использованием гистограммы статистического распределения площадей кристаллитов в поликремниевой пленке [2]. Из гистограммы

[¶] E-mail: lubvln@ngs.ru

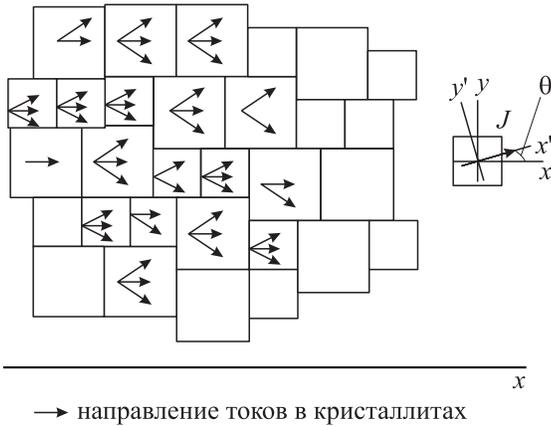


Рис. 1. Схематическое изображение части поликристалла и токов в кристаллитах.

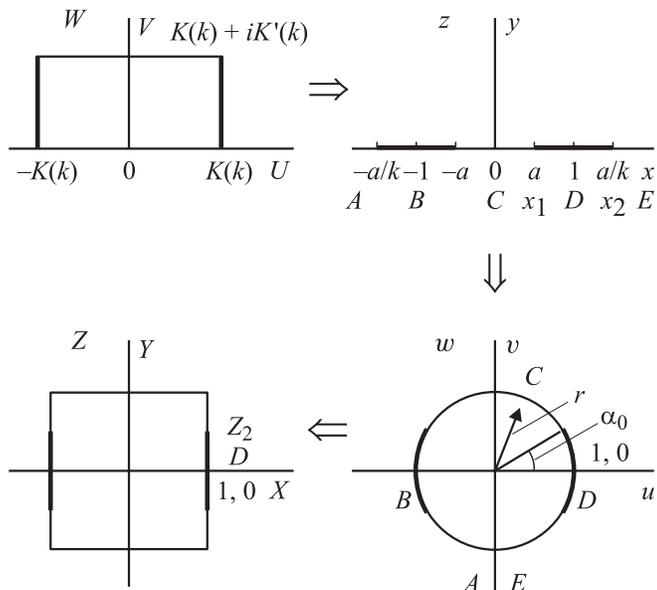


Рис. 2. Схема конформного отображения прямоугольника на квадрат.

следует, что кристаллиты, имеющие площади в 2 раза меньше средней, встречаются в 2 раза чаще. Общее количество кристаллитов с площадями меньше средней приблизительно составляет 50%. Наибольшая площадь кристаллита превышает среднюю площадь в 5 раз, что больше стороны квадрата со средней площадью в ~ 2.2 раза. Поэтому при схематическом изображении части поликристалла были использованы квадраты со средней и в 2 раза меньшей площадью.

Для того чтобы качественно изобразить линии тока, необходимо знать сопротивления зерен и барьеров. В качестве оценки можно положить сопротивления зерен равными сопротивлениям барьеров, так как удельное сопротивление поликремния приблизительно в 2 раза больше удельного сопротивления монокремния

при концентрации примеси больше $5 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ (см., например, [13], таблица 1) [5]. Тогда из рис. 1 видно, что в кристаллитах происходит растекание тока по нескольким направлениям.

При оценке сопротивлений предполагалось, что электрический контакт осуществляется по всей площади соседних кристаллитов. Однако кристаллиты имеют неправильную форму, поэтому возможно, что площади электрических контактов не равны площадям, которыми соприкасаются кристаллиты.

Для того чтобы определить влияние площадей контактов между кристаллитами на величину вычисляемого удельного сопротивления, аппроксимируем, как в [2], кристаллиты прямоугольными параллелепипедами с квадратом в основании. Считая, что электрический контакт имеется на части поверхности между соседними кристаллитами, найдем связь между током и напряжением между этими контактами. Для решения этой задачи воспользуемся методом конформных отображений и последовательно отобразим прямоугольник на полубесконечную плоскость, полубесконечную плоскость на круг единичного радиуса, круг единичного радиуса на квадрат (рис. 2). На прямоугольнике токовые контакты располагаются на стороне $K(k)$, $K(k) + iK'(k)$. $K(k)$ и $K'(k)$ — полные эллиптические интегралы первого рода.

$$K'(k) = K(k'), \quad k' = \sqrt{1 - k^2},$$

k — модуль эллиптического интеграла.

В прямоугольном параллелепипеде, как известно, связь между током (J) и напряжением (U) — простая:

$$U = \frac{\rho}{h} \frac{2K(k)}{K'(k)} J = \frac{\rho}{h} C J, \quad (1)$$

где

$$C = \frac{2K(k)}{K'(k)} \quad (2)$$

— геометрический фактор, ρ — удельное сопротивление, h — высота параллелепипеда.

Отображение прямоугольника на верхнюю полуплоскость осуществляется преобразованием [14]:

$$z = a \cdot \text{sn}(W),$$

где $\text{sn}(W)$ — эллиптическая функция Якоби, a — константа.

Точки прямоугольника 0 , $K(k)$ и $K(k) + iK'(k)$ переводятся соответственно в точки 0 , a и a/k на полуплоскости (рис. 2).

Преобразование полуплоскости на круг единичного радиуса выполняется дробно-линейным преобразованием [15]:

$$w = -i \frac{i - z}{i + z}.$$

Точкам на круге A , B , C , D , E соответствуют на полуплоскости на оси x координаты $-\infty$, -1 , 0 , 1 , ∞ .

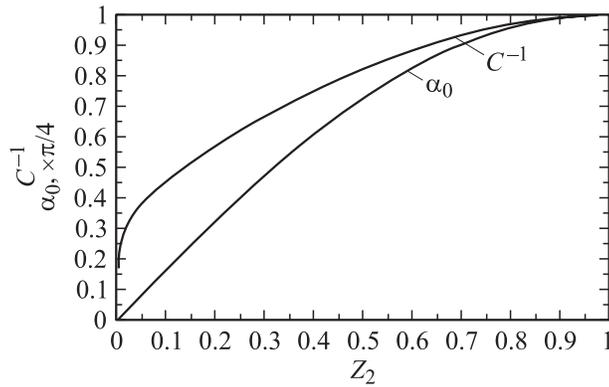


Рис. 3. Зависимости угла, ограничивающего электрический контакт на круге, и обратной величины геометрического фактора от полуширины контакта на квадрате.

Точки x_1 и x_2 на полуплоскости, имеющие координаты a и a/k , связаны с углом α_0 на круге соотношениями

$$x_1 = \frac{\cos \alpha_0}{1 + \sin \alpha_0}, \quad x_2 = \frac{\cos \alpha_0}{1 - \sin \alpha_0}$$

$$\text{и } k = \frac{x_1}{x_2} = \frac{1 - \sin \alpha_0}{1 + \sin \alpha_0}. \quad (3)$$

Единичный круг на квадрат отображается преобразованием [16]

$$Z = A \int_0^t \frac{dw}{\sqrt{(1+w^4)}}.$$

Точкам $Z = 0$ и $Z = (1, 0)$ квадрата соответствуют точки $w = 0$ и $w = (1, 0)$ круга. Коэффициент A находится из условия: $Z = 1$ при $t = 1$ [16]. Тогда

$$A = 2/K(\sqrt{2}/2),$$

где $K(\sqrt{2}/2)$ — полный эллиптический интеграл первого рода.

Координата Z_2 , ограничивающая электрический контакт на квадрате, определяется выражением

$$Z_2 = \frac{2}{K(\sqrt{2}/2)} \int_0^{\exp i\alpha_0} \frac{dw}{\sqrt{(1+w^4)}}$$

$$\text{или } Z_2 = 1 + \frac{i}{K(\sqrt{2}/2)} F\left(\frac{\sin \alpha_0}{\sqrt{2}/2}, k\right),$$

где $F\left(\frac{\sin \alpha_0}{\sqrt{2}/2}, k\right)$ — неполный эллиптический интеграл первого рода.

Зная связь между Z_2 и α_0 , можно найти k по формуле (3) и геометрический фактор C по формуле (2). На рис. 3 приведены зависимости угла α_0 и, для наглядности C^{-1} от полуширины контакта (Z_2).

Из рис. 3 видно, что зависимость C^{-1} от Z_2 нелинейна и при Z_2 , стремящемся к нулю (точечный контакт),

C стремится к бесконечности, что является известным результатом для точечных контактов. При $Z_2 = 1$ электрический контакт располагается на всей боковой поверхности параллелепипеда, через которую течет ток, и $C = 1$. Формула (1) соответствует тогда формуле для прямоугольного параллелепипеда с квадратным основанием.

Из рис. 3 видно, что если $Z_2 < 1$, то $C > 1$, и величина экспериментально определяемого удельного сопротивления без учета этого фактора будет завышенной. Однако объяснить большую величину удельного сопротивления поликремния по сравнению с монокремнием только влиянием небольших площадей контактов между соседними кристаллитами невозможно, так как температурный коэффициент удельного сопротивления поликристаллического кремния отличается от температурного коэффициента удельного сопротивления монокристаллического кремния, и тем больше, чем меньше уровень легирования (см., например, [5]).

Поскольку удельное сопротивление поликремния приблизительно в 2 раза больше удельного сопротивления монокристаллического кремния [2,5,11], Z_2 должна быть больше ~ 0.15 . Если площадь контактов больше 65% площади поверхности, через которую течет ток, то $C^{-1} > 0.9$ и влияние площади контактов на величину падения напряжения в кристаллите становится не существенной, сравнимой с ошибками определения, например, толщины поликристаллической пленки.

Еще одной причиной, по которой экспериментально определяемое удельное сопротивление может отличаться от реального удельного сопротивления поликристалла, является протекание результирующего тока в кристаллитах в направлениях, не совпадающих с осью координат, проведенной вдоль оси резистора (рис. 1). В этом случае падение напряжения на одном кристаллите (U_{ci}) со средним размером d равно

$$U_{ci} = \int_0^d \rho j \frac{dx}{\cos(\theta_i)} = \frac{\rho j d}{\cos(\theta_i)},$$

где θ_i — угол между осью резистора и направлением результирующей плотности тока в кристаллите.

Если направления результирующих плотностей токов в кристаллитах равномерно распределены в интервале углов $2\theta_0$, то падение напряжения на резисторе ($\langle U \rangle$) равно

$$\langle U \rangle = \sum U_{ci} = \langle U_c \rangle N,$$

где

$$\langle U_c \rangle = \frac{1}{2\theta_0} \rho j d \int_{-\theta_0}^{\theta_0} 1/\cos(\theta) d\theta,$$

N — число кристаллитов вдоль резистора.

Тогда, используя (1), среднее падение напряжения на резисторе можно записать в виде

$$\langle U \rangle = \frac{\rho}{h} C J \frac{1}{2\theta_0} \ln \left(\frac{1 + \sin(\theta_0)}{1 - \sin(\theta_0)} \right), \quad (4)$$

где J — ток, текущий через резистор.

Из (4) видно, что величина экспериментально определяемого сопротивления без учета распределения токов будет завышена. Однако ошибка определения ρ при углах меньше $\pi/4$ составляет около 10%.

При деформации резистора (ε_{pr}) изменение его сопротивления связано с изменением удельного сопротивления, геометрических размеров резистора и геометрического фактора C . Однако относительные изменения геометрического фактора C сравнимы с относительным изменением ρ только при больших C (малых площадях контактов).

Действие деформации на удельное сопротивление кристаллита удобнее рассмотреть в осях координат, связанных с направлением результирующего тока (рис. 1). Деформация в этих осях (ε'_{pr}) связана с деформацией в осях резистора (ε_{pr}) следующими соотношениями:

$$\varepsilon'_{11} = \varepsilon_{11} \cos^2(\theta) + \varepsilon_{22} \sin^2(\theta) + \varepsilon_{12} \sin(2\theta),$$

$$\varepsilon'_{22} = \varepsilon_{11} \sin^2(\theta) + \varepsilon_{22} \cos^2(\theta) - \varepsilon_{12} \sin(2\theta),$$

$$\varepsilon'_{12} = (\varepsilon_{22} - \varepsilon_{11}) \frac{\sin(2\theta)}{2} + \varepsilon_{12} \cos(2\theta), \quad \varepsilon'_{33} = \varepsilon_{33}.$$

Относительные изменения удельного сопротивления в осях координат, связанных с направлением результирующего тока, могут быть записаны через коэффициенты эластосопротивления поликремния ($\langle m_{ijpr} \rangle$) [17]:

$$\left\langle \frac{\Delta \rho_{ij}}{\rho} \right\rangle = \langle m_{ijpr} \rangle \varepsilon'_{pr}.$$

Усредняя $\langle \frac{\Delta \rho_{ij}}{\rho} \rangle$ по углу, получим

$$\begin{aligned} \frac{\langle \Delta \rho_{ij} \rangle}{\rho} &= \left\langle \left\langle \frac{\Delta \rho_{ij}}{\rho} \right\rangle \right\rangle \\ &= \langle m_{ijpr} \rangle \frac{1}{2\theta_0} \int_{-\theta_0}^{\theta_0} \varepsilon'_{pr} = \langle m_{ijpr} \rangle \langle \varepsilon_{pr} \rangle \end{aligned} \quad (5)$$

и

$$\langle \varepsilon_{11} \rangle = \frac{\varepsilon_{11} + \varepsilon_{22}}{2} + (\varepsilon_{11} - \varepsilon_{22}) \frac{\sin(2\theta_0)}{4\theta_0},$$

$$\langle \varepsilon_{12} \rangle = \frac{\varepsilon_{12} \sin(2\theta_0)}{2\theta_0},$$

$$\langle \varepsilon_{22} \rangle = \frac{\varepsilon_{11} + \varepsilon_{22}}{2} - (\varepsilon_{11} - \varepsilon_{22}) \frac{\sin(2\theta_0)}{4\theta_0},$$

$$\langle \varepsilon_{33} \rangle = -\frac{\langle C_{13} \rangle}{\langle C_{33} \rangle} (\varepsilon_{11} - \varepsilon_{33}).$$

$\langle C_{13} \rangle$ и $\langle C_{33} \rangle$ — коэффициенты упругости поликремния [17].

Относительные изменения сопротивления при деформации могут быть также выражены через коэффициенты продольной (S_L) и поперечной (S_t) тензочувствительности [18]:

$$\frac{\Delta R_L}{R_L} = S_L \langle \varepsilon_{11} \rangle + S_t \langle \varepsilon_{22} \rangle, \quad \frac{\Delta R_t}{R_t} = S_L \langle \varepsilon_{22} \rangle + S_t \langle \varepsilon_{11} \rangle. \quad (6)$$

Из (5), (6) видно, что между $\langle m_{ijpr} \rangle$ и S_L, S_t существует однозначная связь.

Если оси резистора совпадают с направлениями $\langle 110 \rangle$ подложки, то относительные изменения сопротивления (удельного сопротивления) продольного и поперечного (по отношению к оси x) резисторов при углах $\theta_0 = \pi/6$ ($\theta_0 = \pi/4$) будет приблизительно в 1.1 (1.3) и 1.5 (2.3) раза меньше относительных изменений удельного сопротивления при $\theta_0 = 0$. Ось x совпадает с осью балки и направлением $\langle 110 \rangle$ [12,13].

3. Обсуждение результатов

ИТО поликремниевых резисторов осуществляется в двух режимах:

1) одиночными импульсами тока с плотностью тока больше пороговой [19–22],

2) последовательностью импульсов тока (дугом импульсов) с плотностью тока меньше пороговой [12,13].

В первом случае изменение сопротивления резистора происходит после прохождения каждого импульса тока и после отжига сопротивление уменьшается, а коэффициенты тензочувствительности увеличиваются [22].

Во втором случае изменение сопротивления происходит после прохождения нескольких импульсов тока, первые из которых, видимо, разогревают резистор, а за счет последних происходит отжиг, причем отжиг происходит лавинообразно. В этом случае после ИТО сопротивление уменьшается и коэффициенты тензочувствительности уменьшаются по абсолютной величине [12,13]. Причем температурные зависимости как удельного сопротивления (подвижности), так и коэффициентов тензочувствительности при обоих режимах ИТО не сильно изменяются [12,13,21,22].

Объяснить уменьшение удельного сопротивления увеличением в результате ИТО площадей электрических контактов между кристаллитами невозможно, так как это противоречит результатам по ретроградному отжигу [19]. Ретроградный отжиг заключается в том, что в результате пропуска импульсов тока с плотностью тока меньше критической наблюдается увеличение сопротивления резистора до величины, которая была до ИТО и даже большей величины [19].

В [20] предложена модель, объясняющая уменьшение сопротивления поликремниевых резисторов в результате ИТО, где предполагалось, что в результате прохождения импульсов тока между кристаллитами происходит расплавление аморфного слоя на границах кристаллитов. Примесь сегрегируется в расплавленной области

и после остывания появляется канал с большей проводимостью в аморфном слое. Однако, поскольку длина канала в слое аморфного кремния около $10\text{--}25 \text{ \AA}$ [23] при дебройлевской длине волны дырок около 200 \AA при комнатной температуре, представление образовавшегося канала как резистора нам представляется неудачным. Кроме того, при изменении концентрации примеси в аморфном кремнии изменяется не только проводимость, но и существенно изменяется энергия активации проводимости [24]. При изменении энергии активации проводимости должны изменяться температурные зависимости проводимости, в то время как из экспериментальных результатов следует, что температурные зависимости проводимости (подвижности) после ИТО если и изменяются, то слабо.

Для объяснения экспериментальных результатов по ИТО нам представляется предпочтительным использовать подход, предложенный в [11], где потенциальные барьеры на границах кристаллитов рассматриваются как рассеивающие центры. Потенциальные барьеры образованы свободными носителями заряда, захваченными ловушками на поверхности кристаллита, и гетеропереходом между монокристаллическим и аморфным кремнием [2,3].

На наш взгляд, причина уменьшения сопротивления резисторов для обоих режимов ИТО — одна. Отличие экспериментальных результатов при двух режимах ИТО по исследованию эффекта пьезосопротивления связано, видимо, с тем, что электрический контакт между соседними кристаллитами имеется не по всей поверхности соседних кристаллитов или высота прямоугольной части потенциального барьера не одинакова из-за неоднородного легирования аморфного слоя. При отжиге одиночными импульсами тока с плотностью тока больше порогового происходит расплавление всех областей, по которым течет ток. При втором режиме ИТО мощности одного импульса недостаточно, чтобы расплавить все области между кристаллитами, по которым течет ток. По мере разогрева резистора импульсами тока во время прохождения очередного импульса тока температура достигает температуры плавления аморфного слоя только в некоторых местах между кристаллитами. Во время расплавления примесь скапливается в расплавленной зоне, и после остывания образуются области сильно легированного аморфного кремния, в которых изменяется положение уровня Ферми (положение уровня Ферми над потолком валентной зоны изменяется от 0.8 эВ для слабо легированного до 0.2 эВ для сильно легированного аморфного кремния *p*-типа [24]). Изменение положения уровня Ферми приводит к понижению прямоугольных частей потенциальных барьеров между кристаллитами, в результате чего вероятность рассеяния дырок на потенциальном барьере уменьшается, что приводит к увеличению подвижности и перераспределению токов в кристаллитах. На рис. 4 приведены подвижности дырок для монокремния, экспериментальные и расчетные подвижности дырок до и после ИТО для образца 4, для

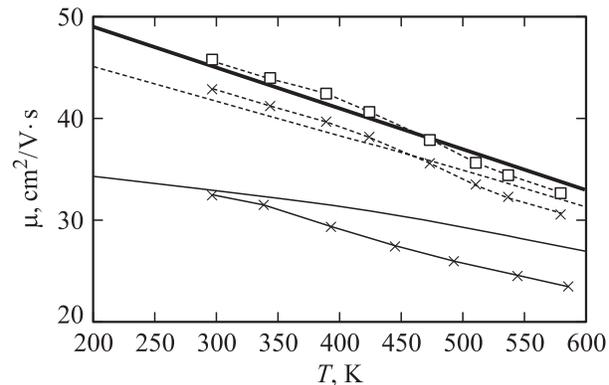


Рис. 4. Температурные зависимости подвижности дырок образца 4. Толстая линия — монокристаллический кремний, тонкая сплошная — до ИТО (расчет), пунктир — после ИТО (расчет); крестики — экспериментальные результаты, квадраты — экспериментальные результаты, вычисленные по (4) при $\theta_0 = 0.19\pi$.

которого наблюдалось наибольшее изменение подвижности в результате ИТО. При расчетах считалось, что ширина аморфного слоя до и после ИТО равна 9 \AA , а высота прямоугольной части потенциального барьера изменяется от 0.65 до 0.2 эВ . Расчеты выполнены по модели [11], геометрический фактор C принимался равным единице. Из рис. 4 видно, что изменение прямоугольной части барьера, как это было отмечено в [11], несущественно влияет на температурную зависимость подвижности, и наблюдается удовлетворительное согласие между экспериментальными и расчетными результатами.

Удовлетворительное согласие экспериментальных и расчетных подвижностей дырок свидетельствует о том, что геометрический фактор C близок к единице. Сравнение удельных сопротивлений образцов 4 и 5-1 после ИТО с удельным сопротивлением монокремния с той же концентрацией дырок показывает, что они близки. Эти два факта говорят о том, что площади электрических контактов между соседними кристаллитами близки к соответствующим геометрическим площадям. Однако нужно заметить, что $C \approx 0.97$ при $Z_2 = 0.8$!

Изменение S_L и S_t в результате ИТО возможно как из-за изменения высоты потенциального барьера, так и за счет изменения средних деформаций резистора из-за перераспределения токов в кристаллитах после ИТО ((5)–(6)). Коэффициенты тензочувствительности поликристаллического кремния *p*-типа в основном определяются коэффициентом эластосопротивления монокремния m_{2323} [17]. Однако в монокремнии *p*-типа рассчитать m_{2323} с учетом вклада всех механизмов рассеяния невозможно. Расчет m_{2323} для случая рассеяния дырок только на потенциальных барьерах, выполненный по [25], показывает, что уменьшение высоты потенциального барьера от 0.65 до 0.2 эВ приводит к уменьшению удельного сопротивления на порядок и незначительному увеличению m_{2323} (рис. 5).

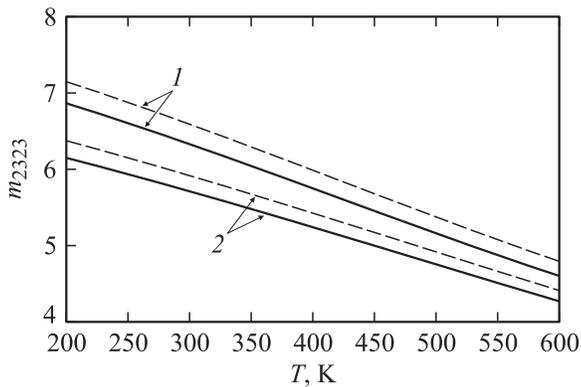


Рис. 5. Температурные зависимости коэффициента эласто-сопротивления m_{2323} при рассеянии дырок на потенциальных барьерах. Ширина прямоугольной части барьера равна 6 \AA . Концентрация дырок $p, 10^{19} \text{ см}^{-3}$: 1 — 6, 2 — 8. Высота прямоугольной части барьера, эВ: сплошная линия — 0.65, пунктир — 0.2.

Увеличение m_{2323} приводит к увеличению S_L , S_t , а уменьшение средних деформаций в кристаллитах, в результате перераспределения токов в них, к уменьшению S_L , S_t . Так как после ИТО одиночными импульсами тока не происходит перераспределения результирующих токов в кристаллитах, средние деформации в кристаллитах не изменяются и наблюдается увеличение S_L и S_t . Если ИТО проводится цугом импульсов тока, то происходит перераспределение токов в кристаллитах, что приводит к уменьшению средних деформаций и уменьшению S_L и S_t после ИТО.

Оценим интервал углов, в котором распределены результирующие токи после ИТО. Нужно отметить, что относительные изменения S_L в [22], где ИТО проводился одиночными импульсами тока, приблизительно в 4 раза меньше относительных изменений сопротивления после ИТО. Наибольшие относительные изменения сопротивления, наблюдавшиеся нами при ИТО, составили 35% у образца 4. При этом S_L уменьшилась примерно в 1.15 раза. Если бы после ИТО результирующие токи в кристаллитах не изменили своего направления, то S_L увеличился бы приблизительно на 9%. Значит, в итоге в результате ИТО S_L образца 4 уменьшился приблизительно в 1.24 раза, что соответствует углу $\theta_0 \approx 0.22\pi$.

Изменения S_t в результате ИТО больше изменений S_L по абсолютной величине. В результате ИТО S_t у образцов 1, 4, 5-1 уменьшился приблизительно в 1.13, 1.33, 1.93 при изменении удельного сопротивления на 14, 15, 30%. Для согласования экспериментальных и расчетных результатов необходимо, чтобы результирующие токи в кристаллитах были равномерно распределены соответственно в интервале углов $0.1, 0.15, 0.21\pi$.

Из приведенных результатов видно, что при наибольших изменениях удельного сопротивления углы θ_0 как для продольного, так и для поперечного резисторов

близки к $\pi/4$. Это, как и удовлетворительное согласие расчетных и экспериментальных температурных зависимостей подвижностей после ИТО, приведенных на рис. 4, близкие значения удельного сопротивления монокристаллического и поликристаллического кремния после максимального отжига, свидетельствует о том, что площади электрических контактов между кристаллитами близки к геометрическим площадям между ними. Однако то, что ИТО приводит к перераспределению токов в кристаллитах, видимо, связано с тем, что площади электрических контактов все же меньше геометрических площадей между контактами или же аморфный слой между кристаллитами неоднородно легирован вследствие его малой толщины.

В заключение можно сделать следующие выводы.

Модель электропроводности с учетом растекания тока в кристаллитах позволяет непротиворечиво и удовлетворительно описать как электропроводность и эффект пьезосопротивления в поликристаллическом кремнии p -типа, так и влияние на них импульсного токового отжига, проводимого как одиночными импульсами тока, так и последовательностью импульсов. Площади электрических контактов между кристаллитами близки к геометрическим площадям между ними, тем не менее плотность тока в кристаллитах неоднородна.

Список литературы

- [1] J.Y.W. Seto. *J. Appl. Phys.*, **46**, 5247 (1975).
- [2] N.C.C. Lu, C.Y. Gerberg, C.Y. Lu, J.D. Meidl. *IEEE Trans. Electron. Devices*, **ED-28**, 818 (1981).
- [3] M.M. Manddurah, K.C. Saraswat, T.I. Kamins. *IEEE Trans. Electron. Devices*, **ED-28**, 1163 (1981).
- [4] M.M. Manddurah, K.C. Saraswat, T.I. Kamins. *IEEE Trans. Electron. Devices*, **ED-28**, 1171 (1981).
- [5] V. Mosser, J. Suski, J. Goss, E. Obermeir. *Sens. Actuators, A*, **28**, 113 (1991).
- [6] К.М. Дошанов. *ФТП*, **32**, 690 (1998).
- [7] К.М. Дошанов. *ФТП*, **31**, 954 (1997).
- [8] Д.В. Шенгуров, Д.А. Павлов, В.Н. Шабанов, В.Г. Шенгуров, А.Ф. Хохлов. *ФТП*, **32**, 627 (1998).
- [9] C.H. Cheu, Y.K. Fang, C.W. Yang, T.W. Wang, Y.L. Hsu, S.L. Hsu. *IEEE Electron. Dev. Lett.*, **22**, 524 (2001).
- [10] H.M. Chuang, K.B. Thei, S.F. Tsai, W.C. Liu. *IEEE Trans. Electron. Devices*, **50**, 1413 (2003).
- [11] В.А. Гридчин, В.М. Любимский, А.Г. Моисеев. *ФТП*, **39**, 208 (2005).
- [12] В.В. Грищенко, А.М. Логанихин, В.М. Любимский. *Тр. V между. конф. „Актуальные проблемы электронного приборостроения“* (Новосибирск, Россия, 2000) т. 4, с. 8.
- [13] В.А. Гридчин, В.М. Любимский. *ФТП*, **39**, 192 (2005).
- [14] P. Moon, D.E. Spenser. *Field Theory Handbook* (Springer, Berlin, 1971) p. 71.
- [15] Г. Корн, Т. Корн. *Справочник по математике для научных работников и инженеров* (М., Наука, 1970) с. 215.

- [16] W. Versnel. Solid-State Electron., **21**, 1261 (1978).
- [17] В.А. Гридчин, В.М. Любимский. Микроэлектроника, **32**, 261 (2003).
- [18] D. Schubert, W. Jenschke, T. Uhlig, F.M. Schmidt. Sens. Actuators, **11**, 145 (1987).
- [19] Y. Amemiya, T. Ono, K. Kato. IEEE Trans. Electron. Devices, **ED-26**, 1738 (1979).
- [20] K. Kato, T. Ono, Y. Amemiya. IEEE Trans. Electron. Devices, **ED-29**, 1156 (1982).
- [21] С.В. Спугай. *Актуальные проблемы электронного приборостроения. Сенсорная электроника*. Сб. тр. Всес. конф. (Новосибирск, Россия, 1991) с. 33.
- [22] С.В. Спугай. *Тез. докл. 1-й Межд. конф. „Датчики электрических и неэлектрических величин“* (Барнаул, Россия, 1993) ч. 1, с. 95.
- [23] D.M. Kim, A.N. Khondker, S.S. Ahmed, R.R. Shah. IEEE Trans. Electron. Devices, **ED-31**, 480 (1984).
- [24] *Аморфные полупроводники*, под ред. М. Бродски (М., Мир, 1982) с. 324.
- [25] В.А. Гридчин, В.М. Любимский. ФТП, **38**, 1013 (2004).

Редактор Л.В. Беляков

A model of conductivity of *p*-type polycrystalline silicon considering the distribution of the current in crystallites

V.M. Lubimsky

Novosibirsk State Technical University,
630092 Novosibirsk, Russia

Abstract The model of conductivity of *p*-type polycrystalline silicon film with the distribution of a current in crystallites is considered. The model is self-consistent and satisfactory describes the experimental results on conductivity piezoresistance effect in *p*-type polysilicon before and after pulse current annealing. The conclusion is following: the areas of electrical contacts between crystallites are close to the geometrical areas between them, nevertheless, current density in crystallites is not homogeneous.