

УДК 621.315.592

Закономерности влияния примесей на предел текучести кристаллов кремния

© Б.В. Петухов[¶]Институт кристаллографии Российской академии наук,
119333 Москва, Россия

(Получена 25 июня 2003 г. Принята к печати 22 сентября 2003 г.)

Предложена теоретическая модель, объясняющая влияние подвижных нейтральных примесей на закономерности деформации полупроводниковых кристаллов эффектом динамического старения дислокаций. Рассчитана зависимость верхнего предела текучести от концентрации примесных атомов, скорости деформирования и других параметров. Произведено качественное сопоставление с экспериментальными данными для кремния.

1. Введение

Экспериментально установлено упрочняющее влияние легирующих нейтральных примесей на механические свойства полупроводниковых материалов. Закрепление примесными центрами ограничивает движение и размножение дислокаций. Это имеет важные следствия для технологии производства и эксплуатации полупроводниковых изделий микроэлектроники [1,2].

Деформация чистых полупроводниковых кристаллов удовлетворительно описывается известной теорией Александера–Хаазена [3,4], позволяющей объяснить основные закономерности процесса. Наиболее примечательной чертой деформационных кривых, т.е. зависимостей деформирующего напряжения τ от степени деформации ε при постоянной скорости деформирования $\dot{\varepsilon} = \text{const}$, является их немонотонность. После роста преимущественно за счет упругой деформации на начальном этапе и достижения некоторого уровня, называемого верхним пределом текучести τ_u , происходит падение деформирующего напряжения до так называемого нижнего предела текучести τ_l . Затем деформирующее напряжение вновь относительно медленно нарастает за счет упрочнения внутренними напряжениями, обусловленными, в частности, полями народившихся дислокаций. Теория Александера–Хаазена объясняет сброс деформирующего напряжения началом интенсивного размножения дислокаций и описывает зависимости верхнего и нижнего пределов текучести от начальной плотности дислокаций N_0 , температуры T , скорости деформации $\dot{\varepsilon}$ и других параметров.

Несмотря на то что легирование является чрезвычайно эффективным приемом управления механическими свойствами материалов, соответствующая теория для примесных полупроводников мало разработана. Заслуживает быть отмеченной работа [5], в которой модель Александера–Хаазена дополнена численным решением уравнения диффузии атомов кислорода к движущимся дислокациям в кремнии. В настоящей работе будет изу-

чен другой случай, когда протяженное облако примесей вокруг быстро движущихся дислокаций не образуется, а основную роль играет непосредственное контактное взаимодействие примесей с дислокационными ядрами. При этом происходит увлечение примесей с образованием их избыточной концентрации в ядре. Имеющее из-за этого место уменьшение подвижности дислокаций принято называть их „динамическим старением“. Некоторые особенности влияния эффекта динамического старения дислокаций на пластическую деформацию материалов были изучены в альтернативной модели в [6]. В настоящей работе будут использованы развитые в [6] представления о зависимости эффективных внутренних напряжений от возраста дислокаций в ансамбле для обобщения оригинальной модели Александера–Хаазена.

Опишем вкратце модель Александера–Хаазена, а затем модифицируем ее с учетом эффекта динамического старения дислокаций. В итоге будут получены явные аналитические зависимости верхнего предела текучести от многочисленных параметров, характеризующих свойства материала, тип примесей и условия деформирования. Кроме того, будет дано качественное объяснение следующим экспериментальным фактам.

1. Деформационные кривые полупроводников, содержащих нейтральные межузельные примеси (кислород, азот и т.п.), обнаруживают большое упрочнение по сравнению со случаем чистых материалов [1,7–11]. В то же время из экспериментов *in situ* [12] известно, что при столь высоких напряжениях, которые отвечают верхнему пределу текучести, эти примеси не оказывают влияния на подвижность дислокаций.

2. Влияние примесей эквивалентно уменьшению начальной плотности дислокаций. Отмечены случаи [4,7,10], когда почти совпадают на большом протяжении деформационные кривые для высокочистого кремния, выращенного методом зонной плавки, и для кремния, выращенного методом Чохральского и содержащего 10^{18} см^{-3} атомов кислорода с начальной дислокационной плотностью, имеющей на 2 порядка большее значение.

[¶] E-mail: petukhov@ns.crys.ras.ru

2. Деформация чистых кристаллов

Изменение напряжения со временем вдоль деформационной кривой описывается уравнением

$$\dot{\varepsilon} = \dot{\varepsilon}_p + \dot{\tau}/S. \quad (1)$$

Здесь ε есть полная деформация, представляющая собой сумму пластической ε_p и упругой τ/S деформации, τ — приложенное напряжение, S — комбинированный упругий модуль образца и испытательной машины, точка над символом означает дифференцирование по времени.

Пластическая деформация осуществляется движением и размножением дислокаций. Скорость дислокаций в чистых кристаллах кремния описывается эмпирическим уравнением

$$V = B(\tau - \tau_i), \quad (2)$$

где B содержит температурную зависимость [12–14], τ_i обозначает внутренние напряжения. Кинетическое уравнение, описывающее эволюцию ансамбля дислокаций, в исследуемой модели имеет следующий вид:

$$\frac{dN}{dt} = wV(\tau - \tau_i)N. \quad (3)$$

Здесь w — коэффициент саморазмножения дислокаций, N — их плотность, начальное значение которой есть N_0 . Скорость пластической деформации в (1) дается соотношением Орована $\dot{\varepsilon}_p = NbV$, где b — величина вектора Бюргера дислокаций.

С целью упрощения записи формул введем масштабные множители для напряжения τ_* , для времени t_* , для плотности дислокаций N_* :

$$\tau_* = \left(\frac{S\dot{\varepsilon}}{wB} \right)^{1/3}, \quad t_* = (wB)^{-1/3} (S\dot{\varepsilon})^{-2/3},$$

$$N_* = \frac{1}{b} \left(\frac{\dot{\varepsilon}}{B} \right)^{2/3} \left(\frac{w}{S} \right)^{1/3}. \quad (4)$$

В окрестности верхнего предела текучести плотность дислокаций еще относительно невелика и деформационным упрочнением можно пренебречь, положив $\tau_i = 0$. Для формы пика на деформационной кривой в этом случае в работе [15] получено аналитическое описание, применительно к рассматриваемому случаю имеющее вид

$$\tau(N) = \tau_* \left\{ [3 \ln(N/N_0)]^{2/3} - 2N/N_* \right\}^{1/2}, \quad (5)$$

$$\varepsilon = \dot{\varepsilon} t$$

$$\approx \dot{\varepsilon} t_* \left\{ \left[3 \ln \left(\frac{N}{N_0} \right) \right]^{1/3} - z_0 \ln \left(1 - 2z_0 \frac{N}{N_*} \right) \right\}. \quad (6)$$

Здесь $z_0 \approx [3 \ln(N_*/N_0) + 2 \ln(\ln(N_*/N_0)) + 0.5855]^{-2/3}$.

Уравнение (5) предсказывает корреляцию между деформирующим напряжением и плотностью дислокаций.

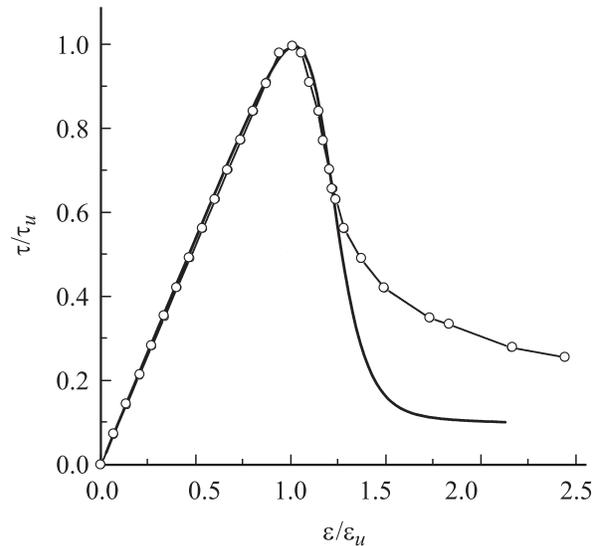


Рис. 1. Деформационная кривая в приведенных координатах. Сплошная линия изображает теоретическую зависимость (5), (6) для $\ln(N_*/N_0) = 5$. Линия с кружками представляет экспериментальные данные для кремния [16] ($T = 800^\circ\text{C}$, $\dot{\varepsilon} = 6.6 \cdot 10^{-5} \text{ c}^{-1}$).

Формула (6) представляет кинетику размножения дислокаций. Комбинируя оба выражения (5)–(6), получаем параметрическое представление формы пика на деформационной кривой (зуба текучести), как это изображено на рис. 1 (сплошная линия). Расчетная кривая сопоставляется с экспериментальными данными [16].

Экспериментальные данные, изображенные на рис. 1, получены для кремния, содержащего довольно большое количество примеси кислорода $8 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$. Поэтому можно было бы усомниться в законности сравнения наблюдаемой формы зуба текучести с рассчитанной для чистого кристалла. Однако, как будет показано в дальнейшем, форма зуба текучести в значительной степени универсальна, и после соответствующей нормировки одинакова как для чистых кристаллов, так и для легированных. В то же время величины пределов текучести могут отличаться весьма заметно.

Верхний предел текучести чистого кристалла вычисляется как максимум даваемой (5) зависимости $\tau(N)$. Результат численного решения, соответствующего условию $d\tau/dN = 0$ нелинейного уравнения, может быть аппроксимирован формулой

$$\tau \approx \tau_* [3 \ln(0.1375N_*/N_0)]^{1/3}. \quad (7)$$

3. Примесные кристаллы. Влияние динамического старения дислокаций

Простейший и широко распространенный способ учета динамического старения заключается в уменьшении движущего напряжения на величину „сухого тре-

ния“, которое пропорционально избыточной концентрации примесей в ядре дислокации, $\tau \rightarrow \tau - \beta c$ [17]. Несколько отличающиеся модели динамического старения дислокаций, движущихся по кинковому механизму [18], свойственному полупроводникам, были развиты в работах [5] и [19]. Здесь будет использован более простой подход [19], допускающий включение его в модель Александра–Хаазена с получением аналитического решения.

Кинетика изменения концентрации примесей c на дислокации, движущейся со скоростью V , будет описываться уравнением

$$\frac{dc}{dt} = \frac{V}{a} \left[rc_0 - c \exp\left(-\frac{a}{V\tau_1}\right) \right]. \quad (8)$$

Здесь c_0 — концентрация примесей в объеме кристалла, рассчитанная на один узел решетки, радиус захвата примесей дислокацией r измеряется в периодах решетки (и принимается константой). Первое слагаемое в квадратных скобках описывает увеличение числа примесей на дислокации благодаря захвату, второе слагаемое описывает отрыв примесей на время преодоления барьера Пайерлса a/V . Согласно экспериментальным данным, скорость дислокаций в кремнии линейно зависит от движущей силы, следовательно, принимается равной $V = B(\tau - \beta c)$.

Опишем сначала, следуя [20], качественный характер изменения избыточной концентрации примесей на дислокации в зависимости от напряжения, постоянного или медленно увеличивающегося. Предполагая быстрое завершение переходных процессов, определим устанавливающиеся квазистационарные режимы из условия $dc/dt \rightarrow 0$. Это условие определяет аттрактор, который согласно уравнению (8) состоит из двух ветвей, $V = B(\tau - \beta c) \approx 0$ и

$$rc_0 - c \exp\left[-\frac{a}{\tau_1 B(\tau - \beta c)}\right] = 0. \quad (9)$$

В результате получается картина, изображенная на рис. 2. Здесь для линейно растущего напряжения $\tau = \dot{\tau}t$ показано полученное численным решением уравнения (8) изменение со временем избыточной концентрации примесей на дислокациях, рожденных в несколько отличающиеся моменты времени. В зависимости от начального момента концентрации стремится к ветви больших значений $c \approx \tau/\beta$, приводящих к почти полной иммобилизации дислокации, или к ветви низких значений, что отвечает почти свободному движению. Таким образом, важную роль играет разделительное значение напряжения τ_s и соответствующий ему момент времени t_s , определяющие точку бифуркации решений с качественным изменением типа динамического поведения дислокаций. Как видно из (9), τ_s является минимумом функции $\beta c + a/(\tau_1 B \ln(c/rc_0))$ по c , который может быть легко найден численно. Удовлетворительной аппроксимацией положения минимума c_s , является

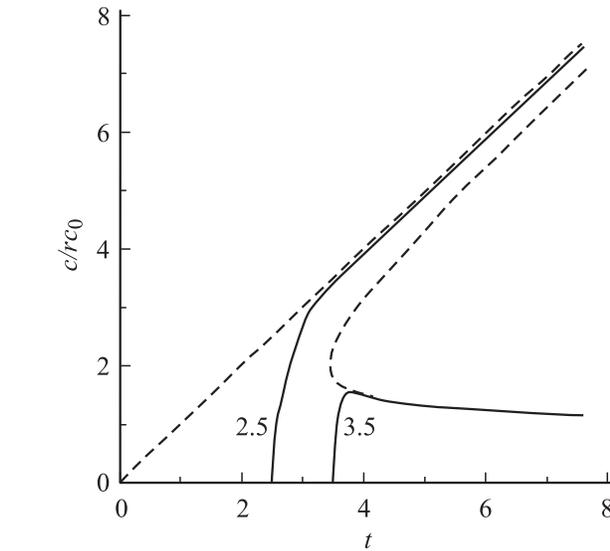


Рис. 2. Два типа эволюции концентрации примесей на дислокации в зависимости от момента ее рождения $t_1 = 2.5$ и $t_1 = 3.5$ (время измеряется в единицах $\beta rc_0/\dot{\tau}$, параметры выбраны равными $a/(\tau_1 B \beta rc_0) = 1$, $B(\beta rc_0)^2/(a\dot{\tau}) = 10$). Штриховыми линиями показан аттрактор для решений уравнения (8).

$c_s \approx rc_0 [1 + 0.879(a/(\tau_1 B \beta rc_0))^{0.587}]$. Это дает зависимость τ_s от концентрации примесей и других параметров

$$\tau_s = \beta rc_0 \left\{ 1 + 0.879 \left(\frac{a}{B\tau_1 \beta rc_0} \right)^{0.587} + \frac{a}{B\tau_1 \beta rc_0 \ln [1 + 0.879(a/B\tau_1 \beta rc_0)^{0.587}]} \right\}. \quad (10)$$

При $\tau < \tau_s$ старение происходит при почти полном увлечении примесей и оно может быть описано упрощенным вариантом уравнения (8)

$$\frac{dc}{dt} \approx \frac{Brc_0}{a} (\tau - \beta c). \quad (11)$$

Напротив, при $\tau > \tau_s$ увлечение примесей мало и в первом приближении им можно пренебречь. Существование точки бифуркации и соответствующего ей изменения динамического поведения дислокаций позволяет объяснить ряд особенностей деформации примесных полупроводниковых кристаллов.

4. Включение динамического старения в модель Александра–Хаазена

Количество примесей, собранное дислокацией, определяется длиной ее пробега, которая зависит от времени рождения данной дислокации. Это приводит к тому, что различные дислокации в ансамбле в условиях их интенсивного размножения испытывают различную силу торможения. Зависимость скорости движения от индивидуального возраста дислокации требует модификации

обычного описания пластичности. Наряду с такими характеристиками как вектор Бюргера и подвижность в описание пластичности примесных материалов следует также включить и возраст дислокаций [6]. Произведем требуемое обобщение теории.

Имевшиеся в кристалле исходные дислокации с плотностью N_0 успевают приобрести некоторую концентрацию примесей c_s до начала процесса деформации за счет статического старения. С этой примесной атмосферой связано стартовое напряжение βc_s , которое необходимо преодолеть, чтобы дислокации задвигались и процесс пошел. Таким образом, поначалу имеет место только упругая деформация и напряжение линейно возрастает до момента времени $t_s = \beta c_s / (S\dot{\epsilon})$. Затем дислокации начинают двигаться и размножаться, и возникает пластическое течение. Иногда принимают специальные меры, чтобы сделать врожденные дислокации подвижными [7].

Дислокации, рожденные в различные моменты времени t_1 , движутся в рассматриваемый момент времени t с различными скоростями $V(t, t_1)$ и дают, следовательно, различный вклад в скорость пластического течения образца $\dot{\epsilon}_p$. Например, обычное уравнение Орована справедливо теперь лишь для парциальных вкладов дислокаций, рожденных в близкие моменты времени внутри короткого интервала δt_1 , $\delta \dot{\epsilon} = \delta N(t_1) b V$, где $\delta N(t_1) = \rho(t_1) \delta t_1$, $\rho(t_1)$ есть скорость производства дислокаций. Суммируя все вклады, получаем обобщенное соотношение Орована

$$\dot{\epsilon}_p = b N_0 [\tau - \tau_i - \beta c_i(t)] + b B \int_0^t dt_1 \varrho(t_1) [\tau - \tau_i - \beta c(t, t_1)]. \quad (12)$$

Здесь $c_i(t)$ — концентрация примесей на исходных дислокациях. Уравнение (3) для размножения дислокаций модифицируется аналогичным образом:

$$\frac{dN}{dt} = \rho(t) = w B N_0 [\tau - \tau_i - \beta c_i(t)]^2 + w B \int_0^t dt_1 \varrho(t_1) [\tau - \tau_i - \beta c(t, t_1)]^2. \quad (13)$$

Применим систему уравнений (12), (13) к описанию начального участка деформационной кривой и расчету верхнего предела текучести примесно упрочненного материала. Для аналитического решения модели будем использовать наглядную качественную картину эволюции избыточной концентрации примесей на дислокациях, развитую в предыдущем разделе. На первой стадии деформирования для $t < t_s = \tau_s / (S\dot{\epsilon})$ (τ_s описывается выражением (10)) можно использовать упрощенное представление о полном увлечении примесей и применять уравнение (11). Для $\tau \approx S\dot{\epsilon}t$ решение этого уравнения, удовлетворяющее начальному условию на

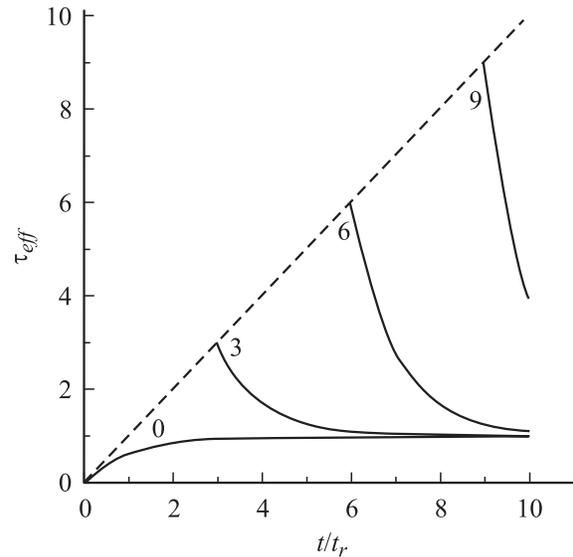


Рис. 3. Кинетика эффективного напряжения (измеряемого в единицах $S\dot{\epsilon}t_r$) для различных моментов рождения дислокации, указанных у линий (в единицах t_r).

„свежей“ дислокации $c(t_1, t_1) = 0$, есть

$$c(t, t_1) = \frac{S\dot{\epsilon}}{\beta} \{t - t_r - (t_1 - t_r) \exp[-(t - t_1)/t_r]\}. \quad (14)$$

Здесь $t_r = a / (B\beta r c_0)$. Как видно из решения (14), в течение времени $t - t_1 \sim t_r$ имеет место переходный процесс, по окончании которого устанавливается режим $c \approx (S\dot{\epsilon}/B)(t - t_r)$. По тому же установившемуся закону будет меняться и концентрация примесей на исходных дислокациях $c_i(t)$. Использувавшемуся выше условию скоротечности переходных процессов можно придать количественную форму $t_r \ll t_s$.

На рис. 3 показано изменение со временем эффективного напряжения $\tau = \beta c$, движущего дислокации, рожденные в различные моменты времени. Основной вклад в производство дислокаций в течение времени t дает небольшой интервал времен рождения t_1 , близких к t , $t - t_1 \sim t_r$, когда эффективное напряжение максимально. Из (14) следует в этом случае $\tau - \beta c \approx S\dot{\epsilon}t_1 \exp[-(t - t_1)/t_r]$. Подставляя это выражение в уравнение (13) и дифференцируя результат по времени, получаем упрощенное дифференциальное уравнение вместо интегрального

$$\frac{d\rho}{dt} = \frac{2N_0 t_r}{t_*^3} + \left(\frac{t^2}{t_*^3} - \frac{2}{t_r}\right) \rho. \quad (15)$$

Решение этого уравнения определяет рост дислокационной популяции в режиме увлечения примесей при $t > (2\beta r c_0 / a w)^{1/2} / (S\dot{\epsilon})$

$$N_d(t) = \int \rho(t_1) dt_1 \approx N_0 \exp \left\{ \frac{1}{3} \left(\frac{t}{t_*} \right)^3 - \frac{2\beta r c_0}{a} B t + \frac{2}{3} \frac{B}{S\dot{\epsilon} \sqrt{w}} \left(\frac{2\beta r c_0}{a} \right)^{3/2} \right\}. \quad (16)$$

В решении (16) полностью представлены лишь экспоненциальные вклады, изменением предэкспоненциального множителя пренебрегается ввиду его малосущественности для дальнейшего. Как нетрудно видеть из приведенного выражения, при $c_0 \neq 0$ имеет место более медленный рост дислокационной популяции по сравнению со случаем чистого материала ($c_0 = 0$). Эта стадия замедленного роста продолжается до момента времени $t = t_s$.

Дислокации, родившиеся на второй стадии $t > t_s$, не несут заметной примесной атмосферы и, следовательно, эволюция их плотности подчиняется обычному уравнению Александра-Хаазена для чистого материала. Отличие по сравнению со случаем чистого кристалла заключается в том, что начальное условие налагается не при $t = 0$, когда $N = N_0$, а при $t = t_s$, когда $N \approx N_d(t_s)$. Используя уравнение (16), получаем модифицированную эффективную „начальную плотность“ N_{0i} :

$$N_{0i} = N_0 \exp \left[-\frac{2\beta rc_0}{a} B t_s + \frac{2}{3} \frac{B}{S \dot{\epsilon} \sqrt{w}} \left(\frac{2\beta rc_0}{a} \right)^{3/2} \right]. \quad (17)$$

Следовательно, динамическое старение уменьшает производство дислокаций на первой стадии деформирования и не влияет на процесс на более поздней стадии $t > t_s$. Если точке максимума на деформационной кривой (т.е. положению верхнего предела текучести) отвечает момент $t_u > t_s$, то результирующее уменьшение дислокационной плотности может быть эффективно описано уменьшением ее начального значения. Все закономерности деформирования в некоторой окрестности верхнего предела текучести будут описываться моделью Александра-Хаазена с заменой $N_0 \rightarrow N_{0i}$. Одному и тому же значению N_{0i} могут отвечать различные значения начальной плотности дислокаций и концентрации примесей, но приведенные к одному масштабу деформационные кривые обоих материалов должны быть тождественны. Такая эквивалентность непосредственно наблюдалась в [7] как приблизительное совпадение деформационных кривых для кремния, выращенного методом зонной плавки, с начальной дислокационной плотностью $1.7 \cdot 10^4 \text{ см}^{-2}$, и для кремния, выращенного методом Чохральского и содержащего 10^{18} см^{-3} атомов кислорода и с N_0 , имеющей на 2 порядка большее значение. В более широком смысле универсальность кривых должна выявляться после масштабного преобразования, подобного произведенному на рис. 1. В результате такого масштабирования деформационные кривые на рассматриваемом участке становятся зависящими только от одного комбинированного параметра N_{0i}/N_* , что и позволяет сравнивать формы зуба текучести в чистых и примесных материалах.

Уменьшение дислокационной плотности приводит к упрочнению материала, проявляющемуся, в частности, в повышении верхнего предела текучести. Это упрочнение имеет несколько своеобразную природу. Оно не связано с торможением дислокаций примесями в текущий мо-

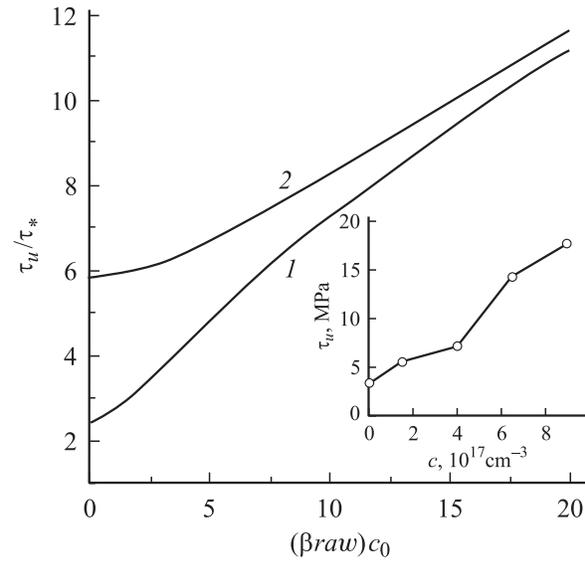


Рис. 4. Концентрационные зависимости верхнего предела текучести для двух скоростей деформации, отличающихся в 10 раз: $\dot{\epsilon}_1$ (кривая 1) и $\dot{\epsilon}_2 = 10\dot{\epsilon}_1$ (кривая 2). Параметры равны: $\ln(N_*/N_0) = 5$, $a^2w/(\tau_1B) = 1$, $\tau_*aw = 1$. На вставке для качественного сравнения показаны экспериментальные данные [9] для кремния с примесью кислорода ($T = 900^\circ\text{C}$, $N_0 = 10^6 \text{ см}^{-2}$, $\dot{\epsilon} = 1.1 \cdot 10^{-4} \text{ с}^{-1}$).

мент времени вдоль деформационной кривой. Такое торможение пренебрежимо мало при высоких напряжениях, отвечающих верхнему пределу текучести. Причиной упрочнения является чувствительность деформационной кривой к начальным условиям. В чистых кристаллах эта чувствительность проявляется в хорошо известной из эксперимента зависимости деформационной кривой от исходной плотности дислокаций. В примесных полупроводниках оказывается важным также начальный этап процесса при еще сравнительно низких напряжениях, когда примеси существенно модифицируют скорость размножения дислокаций.

Количественно модифицированный верхний предел текучести может быть вычислен подстановкой N_{0i} из уравнения (17) в (7) вместо N_0 :

$$\tau_u \approx \left\{ \tau_{u0}^3 + 6 \frac{\beta rc_0}{aw} \tau_s - 2 \left(\frac{2\beta rc_0}{aw} \right)^{3/2} \right\}^{1/3}. \quad (18)$$

Здесь τ_{u0} есть верхний предел текучести для чистого материала. Концентрационная зависимость верхнего предела текучести, предсказываемая формулой (18), показана на рис. 4. На вставке для иллюстрации приведены экспериментальные данные [9] для кремния с примесью кислорода. Можно видеть из рис. 4, что скоростная чувствительность предела текучести ослабляется в примесном материале. Температурная зависимость примесного вклада в верхний предел текучести управляется комбинацией параметров $B\tau_1$, входящей в τ_s (см. формулу (10)). Следовательно, окончательный результат определяет разность энергий активации миграции

примесей вблизи ядра дислокации и подвижности самих дислокаций. Поэтому в случае подвижных примесей (наподобие межузельного кислорода в кремнии) примесный вклад уменьшается с ростом температуры и, наоборот, возрастает при малоподвижных примесях типа замещения.

Формула (18) имеет место, если $t_u > t_s$ и примеси отрываются от дислокаций с повышением напряжения. Экспериментальные данные [4,7,9] свидетельствуют, по видимому, о том, что в кремнии с примесью кислорода реализуется именно такая ситуация. В противоположном случае $t_u < t_s$ влияние примесей на подвижность дислокаций распространяется на область деформационной кривой вокруг зуба текучести. При этом кинетика размножения дислокаций должна описываться моделью полного увлечения примесей, приводящей к закону (16). В итоге τ_u будет определяться из уравнения

$$\tau_u \approx \left\{ \tau_{u0}^3 + 6 \frac{\beta r c_0}{a w} \tau_u - 2 \left(\frac{2\beta r c_0}{a w} \right)^{3/2} \right\}^{1/3}. \quad (19)$$

Так как подвижность примесей в этом случае не входит в ответ, температурная зависимость τ_u с ростом концентрации примесей ослабляется.

5. Заключение

Перечислим главные результаты работы.

1. Модель дислокационного размножения Александера–Хаазена обобщена с учетом эффекта динамического старения дислокаций. Комбинированная модель объясняет экспериментально наблюдаемое [7–11] заметное упрочнение примесных полупроводников по сравнению с чистыми материалами.

2. Представлено аналитическое выражение для зависимости верхнего предела текучести полупроводникового кристалла от концентрации примесей и других параметров, характеризующих свойства материала, тип примесей и условия деформирования.

3. Продемонстрировано, что динамическое старение сопровождается резким изменением подвижности дислокаций с повышением напряжения. Это приводит к наличию двух четко различающихся стадий деформирования с существенным влиянием примесей на подвижность и размножение дислокаций лишь на первой стадии. В результате упрочнение в окрестности зуба текучести может быть обусловлено влиянием примесей на начальный этап процесса деформирования, как это наблюдается для кремния с примесью кислорода. Этим также объясняется подобие деформационных кривых чистых и примесных полупроводниковых кристаллов.

Список литературы

[1] K. Sumino. In: *Defects and Properties of Semiconductors: Defect Engineering*, ed. by J. Chikawa, K. Sumino and K. Wada. (KTK Scientific Publishers, Tokyo, 1987) p. 227.

- [2] М.Г. Мильвидский, В.В. Освенский. *Структурные дефекты в монокристаллах полупроводников* (М., Металлургия, 1984).
- [3] H. Alexander, P. Haasen. *Sol. St. Phys.*, **22**, 27 (1968).
- [4] H. Alexander. In: *Dislocations in solids*, ed. by F.R.N. Nabarro (Amsterdam–Oxford–N. Y.–Tokyo, North-Holland, 1986) v. 7, ch. 35, p. 113.
- [5] D. Maroudas, R.A. Brown. *J. Mater. Res.*, **6**, 2337 (1991).
- [6] Б.В. Петухов. *ФТП*, **36**, 129 (2002).
- [7] K. Sumino, H. Harada, I. Yonenaga. *Jap. J. Appl. Phys.*, **19**, L49 (1980).
- [8] K. Sumino, I. Yonenaga, M. Imai, T. Abe. *J. Appl. Phys.*, **54**, 5016 (1983).
- [9] I. Yonenaga, K. Sumino. *J. Appl. Phys.*, **56**, 2346 (1984).
- [10] J. Rabier, A. George. *Rev. Phys. Appl.*, **22**, 1327 (1987).
- [11] V. Orlov, H. Richter, A. Fischer, J. Reif, T. Müller, R. Wahlich. *Mater. Sci. in Semicond. Processing*, **5**, 403 (2003).
- [12] M. Imai, K. Sumino. *Phil. Mag. A*, **47**, 599 (1983).
- [13] В.И. Никитенко. В кн.: *Динамика дислокаций* (Киев, Наук. думка, 1975) с. 7.
- [14] A. George, J. Rabier. *Rev. Phys. Appl.*, **22**, 941 (1987).
- [15] Б.В. Петухов. *Кристаллография*, **46**, 909 (2001).
- [16] J.R. Patel. *Discussions Faraday Soc.*, **38**, 201 (1964).
- [17] Y. Estrin, L.P. Kubin. In: *Continuum Models for Materials with Micro-Structure*, ed. by H.-B. Mulhaus (N. Y., Wiley & Sons, Ltd., 1995) p. 395.
- [18] J.P. Hirth, J. Lothe. *Theory of Dislocations*, 2nd edn. (Wiley-Interscience, N. Y., 1982) [Рус. пер. 1-го изд.: Д. Хирт, И. Лоте. *Теория дислокаций* (М., Атомиздат, 1972)].
- [19] Б.В. Петухов. *ЖТФ*, **60**, 64 (1990).
- [20] Б.В. Петухов. *ЖТФ*, **73**, 82 (2003).

Редактор Л.В. Беляков

Regularities of the effect of impurities on the yield stress of semiconductor crystals

B.V. Petukhov

Institute of Crystallography,
Russian Academy of Sciences,
119333 Moscow, Russia

Abstract A theoretical model is suggested explaining the effect of mobile neutral impurities on deformation regularities of semiconductors by dynamic ageing of dislocations. The dependence of the upper yield stress on the concentration of impurity atoms, the strain rate and other parameters has been calculated. A qualitative comparison with experimental data for silicon has been carried out.