

©1995 г.

ВЛИЯНИЕ ФЛУКТУАЦИЙ СОСТАВА НА КИНЕТИКУ ДИСЛОКАЦИЙ В ПЛЕНКАХ ТВЕРДЫХ РАСТВОРОВ ПОЛУПРОВОДНИКОВ

Б.В.Петухов

Институт кристаллографии им. А.В.Шубникова Российской академии наук,
117333, Москва, Россия
(Получена 22 февраля 1994 г. Принята к печати 6 июля 1994 г.)

Развивается теория влияния флуктуаций состава неупорядоченного твердого раствора на кинетику движения дислокаций несоответствия в полупроводниковых гетероструктурах. Рассчитаны закономерности размерного эффекта и показано, что с уменьшением толщины пленки имеет место переход с изменением обычной линейной зависимости скорости движения дислокаций от длины на более резкую нелинейную. Теория сопоставляется с экспериментальными данными по движению дислокаций в системе $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x/\text{Si}$.

1. Введение

Изучение движения дислокаций в твердых растворах приобрело в последние годы особый интерес в связи с проблемой создания достаточно совершенных полупроводниковых гетероструктур (см., например, [1-4]). Из-за разницы параметров решетки подложки и эпитаксиальной пленки (например, в системе $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x/\text{Si}$), последняя находится в деформированном метастабильном состоянии, и кинетика движения дислокаций несоответствия определяет возможный ресурс термической обработки таких структур. Хотя подвижность дислокаций в различных объемных полупроводниковых материалах хорошо изучена (см., например, [5-9]), ситуация с пленками твердых растворов отличается рядом специфических особенностей. Одной из этих особенностей является размерный эффект, обусловленный линейной зависимостью скорости движения дислокации от ее длины, ограниченной в рассматриваемом случае толщиной пленки. Вторая особенность обусловлена микроскопической неоднородностью атомного строения неупорядоченного твердого раствора, приводящей к сильным статистическим флуктуациям высоты потенциального кристаллического барьера, лимитирующего движение дислокаций. Цель настоящей работы — развитие теоретической модели движения дислокаций в пленках твердых растворов полупроводников, учитывающей обе отмеченные особенности.

2. Кинковый механизм

Как известно, дислокации в полупроводниковых материалах движутся посредством так называемого кинкового механизма. Кинки, или топологические солитоны, представляют собой перегибы на линии дислокации, концы которой уходят в различные долины периодического потенциального рельефа кристаллической решетки (рельефа Пайерлса). Зависимость энергии активации пары кинков от размера пары (расстояния l между составляющими ее кинком и антикинком) имеет вид

$$E(l) = 2E_k - \alpha/l - Fl. \quad (1)$$

Здесь E_k — энергия одиночного кинка; слагаемое α/l описывает следующее из теории упругости притяжение между кинком и антикинком (см., например, [10]); $-Fl$ — работа внешнего напряжения σ , действующего в плоскости скольжения дислокации, $F = \sigma ab$, a — период кристаллического рельефа, b — величина вектора Бюргерса дислокации. Максимум $E(l)$ при $l = l_0 \equiv \sqrt{\alpha/F}$, дополненный энергией миграции кинков вдоль дислокации (во вторичном рельефе Пайерлса) E_m ,

$$E_a = 2E_k + E_m - 2\sqrt{\alpha F}, \quad (2)$$

является энергией активации пары кинков. По известной энергии активации время рождения пары в каком-то произвольном месте однородного материала на дислокации выражается с помощью формулы Аррениуса $\tau_0 = \tau_* \exp(E_a/kT)$. Здесь T — температура, k — постоянная Больцмана, τ_* — предэкспоненциальный множитель, точное значение которого для дальнейшего мало существенно.

Возможность параллельного статистически независимого рождения пар кинков на различных участках дислокации длиной L может быть упрощенно принята во внимание увеличением частоты рождения (вероятности рождения в единицу времени) I согласно формуле

$$I = N(1/\tau_0), \quad (3)$$

где $N \simeq L/l_0$ — число независимых «ячеек». В результате рождения и расширения одной пары кинков дислокационный сегмент смещается на период решетки, и таким образом, скорость движения V оказывается пропорциональной длине сегмента:

$$V = aI = \frac{L}{l_0} \cdot \frac{a}{\tau_0}. \quad (4)$$

Уменьшение времени перехода $t_0 = I^{-1} = \tau_0/N$ при увеличении длины дислокации, приводящее к увеличению скорости движения дислокации, часто называют «энтропийным эффектом». Скорость дислокации растет с увеличением длины сегмента L до тех пор, пока L не сравняется со средней длиной свободного пробега кинка l_a до его аннигиляции с антикинком из параллельно рождающихся пар. В настоящей работе изучается подвижность коротких дислокационных сегментов с $L < l_a$.

Хотя сам кинковый механизм перемещения дислокаций в твердых растворах сохраняется, закономерности движения по сравнению с описываемыми формулами (2)–(4) существенно модифицируются. Причиной этого является высокая чувствительность термоактивируемых

процессов к вариациям высоты барьера. Это приводит к тому, что энтропийный эффект будет конкурировать с энергетическим вкладом взаимодействия с дислокациями флуктуаций плотности растворенных атомов. В результате, как будет показано, происходит не только количественная перенормировка подвижности, но и имеет место качественный эффект — изменение вида зависимости скорости движения дислокации от ее длины.

3. Энергия пары кинков в неупорядоченном твердом растворе

Наша ближайшая цель состоит в обобщении (1), (2) для описания неупорядоченного твердого раствора. Простейший, иногда применяемый способ состоит в линейной интерполяции энергии активации между ее известными значениями для составляющих твердый раствор компонентов (см., например, [1]). При этом полностью игнорируются флуктуации состава неупорядоченного твердого раствора. Между тем различие расположения растворенных атомов в долинах кристаллического рельефа приводит к тому, что энергия дислокации в различных долинах также различается. В результате возникает дополнительный случайно флуктуирующий вклад в энергию пары кинков (1).

В предложенном в работе [11] приближении, учитывающем контактное взаимодействие атомов раствора и дислокации, этот вклад ΔE пропорционален изменению числа атомов раствора $n(l)$ в ядре дислокации при смещении ее участка длиной l между рассматриваемыми долинами рельефа: $\Delta E = Un(l)$. Величина U близка к энергии связи атома раствора с ядром дислокации, и ее типичные значения оцениваются в различных твердых растворах как $10^{-2} - 10^{-1}$ эВ. Таким образом, флуктуации состава приводят к заметным вариациям высоты барьера для движения дислокаций. При достаточно большом критическом размере пары l_0 ΔE может конкурировать с другими вкладами в энергию пары, например, с энергией притяжения кинков, и, следовательно, существенно влиять на кинетику зарождения пар. Итак, принимаемое обобщение (1) для случая твердых растворов имеет вид

$$E(l) = 2E_k - \alpha/l - Fl + Un(l). \quad (5)$$

4. Статистическое описание движения дислокационных сегментов

Так как $n(l)$ — случайная величина, переход от (5) к определению результирующей энергии активации и скорости движения дислокации не столь непосредствен, как переход от (1) к (2) и (4), и включает в себя надлежащую процедуру статистического усреднения.

Пусть τ_i — время рождения пары кинков в некоторой i -й ячейке на дислокации. Независимые вероятности рождения пар в различных ячейках аддитивно складываются, давая суммарную вероятность рождения пары на всей дислокации

$$I = \sum_{i=1}^N \frac{1}{\tau_i}. \quad (6)$$

С помощью этой формулы, обобщающей формулу (3), можно определить, как и прежде, время смещения дислокации между долинами рельефа:

$$t_0 = I^{-1} = \left(\sum_{i=1}^N \frac{1}{\tau_i} \right)^{-1}. \quad (7)$$

Случайный характер t_0 приводит к тому, что при достаточно большом времени движения длины пробегов дислокаций будут распределены статистически с нормальной плотностью вероятности

$$P(L, t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\langle(\Delta L)^2\rangle}} \exp \left[-\frac{(L - \langle L \rangle)^2}{2\langle(\Delta L)^2\rangle} \right]. \quad (8)$$

Здесь $\langle L \rangle$ — средняя длина пробега за время t , равная $\langle L \rangle = at/\langle t_0 \rangle$, $\langle(\Delta L)^2\rangle$ — дисперсия длин пробегов, $\langle(\Delta L)^2\rangle = \langle(L - \langle L \rangle)^2\rangle = a^2t [(\langle t_0^2 \rangle - \langle t_0 \rangle^2) / \langle t_0 \rangle^3]$.

Скорость движения дислокации, устанавливающаяся после смещения на достаточно большое число периодов решетки, будет определяться, как нетрудно видеть, средним временем смещения на период решетки $V = a/\langle t_0 \rangle$.

Эксперименты по измерению длин пробегов дислокаций L дают возможность определить помимо средних значений $\langle L \rangle$ также такую характеристику, как дисперсию длин пробегов $\langle(\Delta L)^2\rangle$. К сожалению, как правило, значения $\langle(\Delta L)^2\rangle$ в экспериментальных работах не приводятся (одно из редких исключений — работа [12]), и ценная информация об условиях движения дислокаций на микроуровне, таким образом, пропадает.

5. Переход «гомогенное–гетерогенное» зарождение пар кинков

Вычисление среднего времени смещения дислокации, определяемое конкуренцией рождения пар на различных ее участках, может быть сведено к расчету характеристик зарождения пар кинков в одной ячейке с помощью следующей схемы:

$$\langle t_0 \rangle = \left\langle \int_0^\infty ds \exp \left\{ -s \sum_{i=1}^N \tau_i^{-1} \right\} \right\rangle = \int_0^\infty ds J(s)^N. \quad (9)$$

Здесь $J(s) = \langle \exp\{-s/\tau_i\} \rangle = \int_0^\infty \exp\{-s/\tau_i\} P_1(\tau_i) d\tau_i$ — характеристическая функция для распределения частоты рождения пар кинков в одной ячейке, $P_1(\tau)$ — плотность распределения времени рождения. Представим $J(s)$ в виде $J(s) = \exp\{-\Delta(s)\}$, где $\Delta(s) \rightarrow 0$ при $s \rightarrow 0$. Тогда

$$\langle t_0 \rangle = \int_0^\infty ds \exp\{-N\Delta(s)\}. \quad (10)$$

Как видно из этого выражения, при достаточно больших N для вычисления $\langle t_0 \rangle$ в действительности нужно знать лишь поведение $J(s)$ при малых s , таких, что $\Delta(s) \lesssim 1/N$. Аналогично $\langle t_0^2 \rangle$ может быть вычислено по формуле

$$\langle t_0^2 \rangle = \int_0^{\infty} \exp\{-N\Delta(s)\} s ds. \quad (11)$$

Как уже отмечалось, вариации τ_i обуславливаются случайными изменениями разности числа атомов n между первой и второй долинами рельефа на критическом размере пары. Для описания статистики сравнительно небольших флуктуаций n может быть использовано распределение Гаусса

$$P(n) = \frac{1}{\sqrt{4\pi x(1-x)(l/a_1)}} \exp\left\{-\frac{n^2}{4x(1-x)(l/a_1)}\right\}. \quad (12)$$

Здесь x — концентрация атомов в расчете на один период решетки вдоль линии дислокации (a_1), l — длина рассматриваемого отрезка.

Формула (12) позволяет непосредственно найти поведение интересующей нас функции распределения $P_1(\tau_i)$ (индекс i в дальнейшем будет опускаться) для достаточно малых флуктуаций, не изменяющих критический размер пары l_0 . В этом случае $\tau = \tau_0 \exp(Un/kT)$ и, выражая с помощью этой формулы n через τ и подставляя в (13) при $l = l_0$, имеем

$$P_1(\tau) = P(n) \frac{dn}{d\tau} = \frac{A}{\tau} \exp\left(-\varphi \ln^2 \frac{\tau_0}{\tau}\right). \quad (13)$$

Здесь $\varphi \equiv (kT/U)^2 [a_1/4x(1-x)l_0]$, $A = \sqrt{\varphi/\pi}$.

Наибольший интерес для анализа представляет, естественно, случай сильного влияния флуктуаций, когда среднеквадратичное значение $\langle (\Delta E)^2 \rangle^{1/2}$ велико по сравнению с тепловой энергией kT . Так как $\langle (\Delta E/kT)^2 \rangle = 1/2\varphi$, указанное условие реализуется при $\varphi \ll 1$, что и будет в дальнейшем подразумеваться.

В общем случае произвольных по величине флуктуаций критический размер пары также модифицируется, становясь случайной величиной. Метод расчета функции распределения для этой ситуации был развит в работе [13]. Используя его, можно показать, что для больших флуктуаций функция распределения при $\tau < \tau_0$ отличается от (13), помимо малосущественного изменения нормировочного множителя, проявлением в показателе экспоненты множителя $1 + \beta\tau_0/\tau$ ($\beta \equiv kT/6\sqrt{\alpha F}$), т.е. имеет вид

$$P_1(\tau) = \frac{A'}{\tau} \exp\left\{-\varphi \ln^2 \frac{\tau_0}{\tau} \left(1 + \beta \ln \frac{\tau_0}{\tau}\right)\right\}. \quad (14)$$

В самом общем случае произвольно распределенных флуктуаций будем характеризовать их с помощью параметра $z = \ln(\tau_0/\tau)$, пропорционального изменению энергии, и представим плотность распределе-

ния $P_1(z)$ в виде $P_1(z) = \exp\{-\Phi(z)\}$. Интересующая нас характеристическая функция

$$J(s) = \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left\{-\frac{s}{\tau_0} e^z - \Phi(z)\right\} dz \quad (15)$$

ведет себя по-разному в зависимости от величины $\gamma \equiv \left. \frac{d\Phi}{dz} \right|_{z=z_0}$, где $z_0 = \ln(\tau_0/s)$. Не останавливаясь на деталях расчета, приведем оценку для $\Delta(s) = -\ln J(s)$:

$$\Delta(s) \simeq \begin{cases} \sum_{m=1}^{[\gamma]} \frac{(-s)^m}{m!} \kappa_m, & \gamma > 1; \\ B P_1(\ln \frac{\tau_0}{s}), & \gamma < 1. \end{cases} \quad (16)$$

Здесь κ_m — так называемые семиинварианты случайной величины $1/\tau$ (см., например, [4]), $[\gamma]$ — целая часть γ . Фактически в данной работе понадобятся лишь два первых члена суммы — с $\kappa_1 = \langle 1/\tau \rangle$ и $\kappa_2 = \langle 1/\tau^2 \rangle - \langle 1/\tau \rangle^2$. Фигурирующий в (16) малосущественный для дальнейшего коэффициент B может быть вычислен для любой конкретной функции распределения. Для функции распределения (13), например, $B = \sqrt{\pi} [2\sqrt{\varphi} z_0 \Gamma(2\varphi z_0) \sin 2\pi\varphi z_0]^{-1}$. Здесь $\Gamma(z) = \int_0^{\infty} t^{z-1} e^{-t} dt$. Укажем также для этого случая вид входящих в (16) средних $\langle 1/\tau^m \rangle = (1/\tau_0^m) \exp(m^2/4\varphi)$.

Подставляя полученное выражение для $\Delta(s)$ в (10) и вычисляя скорость движения дислокации, приходим к следующим результатам. При достаточно большой длине дислокационного сегмента скорость получается равной

$$V = aN \langle 1/\tau \rangle. \quad (17)$$

Таким образом, линейная зависимость $V \sim L$ сохраняется в этом случае, что является следствием «статистической однородности», возникающей после усреднения по достаточно большим длинам. Влияние флуктуаций приводит при этом к перенормировке величины скорости вследствие замены $1/\tau_0 \rightarrow \langle 1/\tau \rangle$. Расчеты перенормированной скорости для различных конкретных моделей неупорядоченности производились ранее в работах [15–17]. Результат (17) справедлив при наличии в (16) линейного по s слагаемого, т.е. при условии $\gamma = \Phi'[\ln(N\langle\tau_0/\tau\rangle)] > 1$. При выполнении противоположного условия характерные значения s , определяющие интеграл в (10), находятся из соотношения $N\Delta(s) \sim 1$. Это соотношение приблизительно эквивалентно уравнению

$$\Phi(z_0) = \ln N, \quad (18)$$

решение которого $z_0(N)$ определяет скорость движения дислокации в виде

$$V \simeq \frac{a}{\tau_0} \exp\{z_0(N)\}. \quad (19)$$

При функции распределения (13) соотношения (17), (19) сводятся к простому виду

$$V \simeq \frac{a}{\tau_0} \begin{cases} N \exp \left\{ \frac{1}{4\varphi} \right\} = \frac{L}{l_0} \exp \left\{ \left(\frac{U}{kT} \right)^2 \sqrt{\frac{\alpha}{F a_1^2}} x(1-x) \right\}, & \ln N > \frac{1}{4\varphi}; \\ \exp \left\{ \left(\frac{\ln N}{\varphi} \right)^{1/2} \right\} = \exp \left\{ \frac{U}{kT} \left[\sqrt{\frac{\alpha}{F a_1^2}} 4x(1-x) \ln \frac{L}{l_0} \right]^{1/2} \right\}, & \ln N < \frac{1}{4\varphi}. \end{cases} \quad (20)$$

Таким образом, при некоторой длине дислокационного сегмента характер зависимости скорости движения от длины качественно изменяется. Обычное «гомогенное» зарождение пар кинков, приводящее к пропорциональности $V \sim L$, перестает определять кинетику процесса. Условие (18), или $N P_1(z) \sim 1$, определяющее характерные параметры флуктуации, означает, что это есть максимальная флуктуация, встречающаяся на «размере» N с вероятностью порядка единицы. Следовательно, физический смысл перехода заключается в том, что при не слишком большой длине сегмента более вероятным становится зарождение наиболее сильной, «экстремальной», флуктуации, максимально понижающей высоту барьера для образования пары кинков. Такой механизм в [13,17] был назван «гетерогенным» зарождением кинков.

Представляет интерес также изменение при таком переходе дисперсии длин пробегов $\langle (\Delta L)^2 \rangle$, определяющей ширину распределения (8). Вычисления с помощью функции распределения (13) дают

$$\langle (\Delta L)^2 \rangle = a^2 \frac{t}{\tau_0} \begin{cases} \exp \left\{ \frac{3}{4\varphi} \right\}, & \ln N > \frac{3}{4\varphi}; \\ \exp \left\{ \frac{1+\lambda}{4\varphi} \right\} \frac{(1/2)\Gamma(2/\sqrt{\lambda+1}) - \Gamma^2(1/\sqrt{\lambda+1})}{\Gamma(1/\sqrt{\lambda+1})}, & \ln N < \frac{1}{4\varphi}. \end{cases} \quad (21)$$

Здесь $\lambda \equiv 4\varphi \ln N$.

Проиллюстрируем также зависимость скорости движения дислокации от ее длины для более общей функции распределения времени образования пары кинков (14). В гомогенном режиме для перенормированной флуктуациями величины скорости получаем выражение

$$V = V_0 \exp \left\{ \frac{1}{6\varphi\xi^2} \left[(1+2\xi)^{3/2} - (1+3\xi) \right] \right\}. \quad (22)$$

Здесь $V_0 = N(a/\tau_0)$ — скорость в отсутствие флуктуаций, $\xi \equiv \equiv (U^2/kTF a_1)x(1-x)$.

В гетерогенном режиме скорость движения дислокации дается выражением (19) с $z_0(N)$, определяемым из уравнения

$$z_0^2 + \beta z_0^3 = (1/\varphi) \ln N. \quad (23)$$

Характер перехода от гомогенного режима движения к гетерогенному, происходящего при $\ln N = (1/6\varphi\xi^2)[(\xi-1)\sqrt{1+2\xi}+1]$, показан на рис. 1. При $\xi \ll 1$ формулы (22), (23) переходят в ранее полученные выражения для скорости движения (20). В обратном пределе, $\xi \gg 1$, решая уравнение (23), получаем следующий результат:

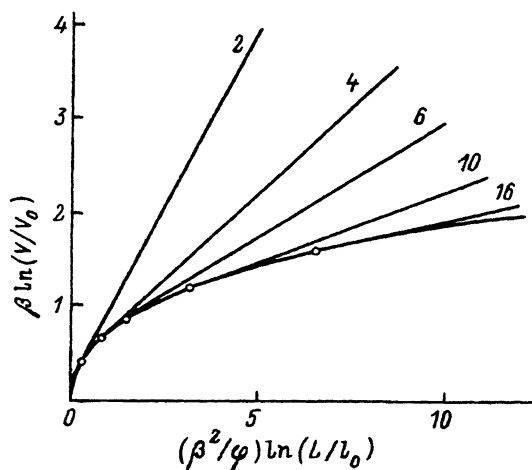


Рис. 1. Зависимость скорости движения дислокации от ее длины. Значения параметра ξ указаны у кривых.

$V \simeq (a/\tau_*) \exp\{-E_{\text{эфф}}/kT\}$, где эффективная энергия активации равна

$$E_{\text{эфф}} \simeq 2E_k + E_m - \left[24U^2 \frac{\alpha}{a_1} x(1-x) \ln(L/l_0) \right]^{1/3} \quad (24)$$

Таким образом, в рассматриваемом предельном случае сильного влияния флуктуаций состава твердого раствора происходит радикальное изменение закономерностей движения дислокаций по сравнению со случаем однородного материала (см. (2)). Например, в то время как в однородном материале зависимость от длины дислокации содержалась только в предэкспоненте выражения для скорости, в твердом растворе от длины начинает зависеть также эффективная энергия активации. В этом проявляется определенная «аномальность» влияния неупорядоченности твердого раствора на подвижность дислокаций по сравнению с ее влиянием на материальные параметры. Другое подобное проявление — нелинейность по концентрации x флуктуационного вклада в эффективную энергию активации, благодаря чему этот вклад при $x \rightarrow 0$ преобладает над линейными по x перенормировками параметров материала. Причина такой разницы заключается в том, что изменения параметров материала определяются, как правило, типичными конфигурациями атомов раствора в пределах одной-двух координатных сфер и, следовательно, не столь велики, как изменения, вызываемые экстремальными флуктуациями в системе.

6. Сопоставление с экспериментом

На рис. 2 показано, как формула (24) может быть применена к описанию результатов измерения движения коротких дислокационных сегментов в гетероструктуре $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x/\text{Si}$, полученных в экспериментах *in situ* в электронном микроскопе [2]. Использовались данные, относящиеся к пленкам с покрытием, для которых зарождение кинков у поверхности не играет определяющей роли. В этом случае данные, относящиеся к пленкам различного состава и толщины, удовлетворительно укладываются на единую зависимость $E = \{3.3 - 1.6[x(1-x) \ln(L/l_0)]^{1/3}\} [\text{эВ}]$ в соответствии с теоретическим выраже-

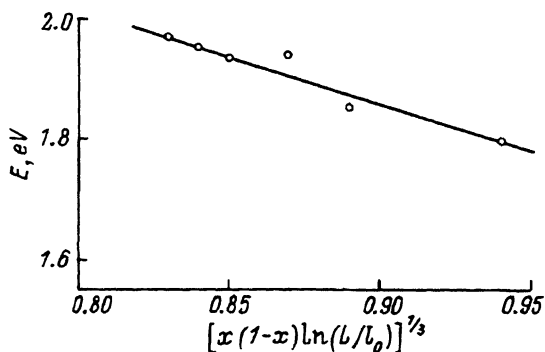


Рис. 2. Сопоставление теоретической зависимости (24) (сплошная линия) с экспериментальными значениями энергии активации движения дислокационных сегментов [2] (точки).

нием (24). Полученное подгонкой под экспериментальные данные значение $E_{a0} = 2E_k + E_m = 3.3 \text{ эВ}$ неплохо согласуется с предложенной в [2] величиной энергии активации движения коротких сегментов в кремнии 3.2 эВ , и, значит, зависимость E_{a0} от концентрации растворенных атомов в исследуемой области $x < 1/3$ можно не принимать во внимание. Для энергии кинка в [2] использовалось значение $E_k = 1 \text{ эВ}$. Чтобы определить U , необходимо задаться величиной α/a_1 . Примем для нее оценку $\alpha/a_1 \simeq 2 \text{ эВ}$, исходя из того нестрогого допущения, что при размере пары кинков, стремящемся к межатомному, энергия пары стремится к нулю. Тогда полученное подгонкой значение коэффициента перед кубическим корнем в формуле для эффективной энергии активации приводит к оценке $U \simeq 0.3 \text{ эВ}$, что представляется разумным.

7. Заключение

Проведенный расчет показывает, что флуктуации состава твердого раствора приводят при движении дислокаций к двум главным эффектам. Один из них состоит в том, что так называемое «энтропийное» увеличение скорости движения V с увеличением длины дислокации L дополняется перенормировкой V из-за вариаций высоты барьера для зарождения пар кинков. При этом для достаточно больших длин дислокаций L сохраняется однородность «в среднем» и линейная связь $V \sim L$ по-прежнему имеет место. Однако, как показано в настоящей работе, возможен еще один эффект, заключающийся в том, что зависимость скорости движения дислокаций от длины претерпевает качественное изменение, переходя от линейной при больших L к более резкой нелинейной при меньших L . В этом случае движение дислокации происходит путем рождения пар кинков на наиболее сильных (экстремальных) флуктуациях, максимально снижающих высоту барьера для термоактивируемого зарождения пар (гетерогенный режим). Переход к гетерогенному режиму приводит к радикальному изменению закономерностей движения дислокаций и, кроме того, сопровождается заметным возрастанием дисперсии длин пробегов дислокаций. Поэтому измерение этой дисперсии могло бы быть чрезвычайно полезным для идентификации режимов движения дислокаций в твердом растворе.

Исследование, описанное в данной публикации, оказалось возможным частично благодаря гранту N REB000, полученному от Международного научного фонда.

- [1] C.G. Tuppen, C.J. Gibbings. *J. Appl.Phys.*, **68**, 1526 (1990).
- [2] R. Hull, J.C. Bean, D. Bahnck, L.J. Peticolas, Jr., K.T. Short, F.C. Unterwald. *J. Appl. Phys.*, **70**, 2052 (1991).
- [3] R. Hull, J.C. Bean, R.A. Logan. *Sol. St. Phenomena*, **32-33**, 417 (1993).
- [4] V.I. Vdovin, M.G. Mil'vidskii, T.G. Yugova. *Sol. St. Phenomena*, **32-33**, 345 (1993).
- [5] H. Alexander. *Dislocat. Sol.* **7**, 113 (1986).
- [6] В.И. Никитенко. *Динамика дислокаций* (Киев, 1975) с. 7.
- [7] Ю.Л. Иунин, В.И. Никитенко, В.И. Орлов, Б.Я. Фарбер. *ЖЭТФ*, **100**, 1951 (1991).
- [8] M. Imai, K. Sumino. *Phil. Mag. A*, **47**, 599 (1983).
- [9] A. George, J. Rabier. *Rev. Phys. Appl.*, **22**, 1941 (1987).
- [10] Дж.Хирт, И. Лоте. *Теория дислокаций* (М., 1972).
- [11] Б.В. Петухов. *ФТТ*, **13**, 1445 (1971).
- [12] В.А. Макара. Препринт ИПМ-86-2 (Киев, ИЭС им. Е.О.Патона, 1986).
- [13] Б.В. Петухов. *ФТТ*, **32**, 579 (1990).
- [14] Ю.В. Прохоров, Ю.А. Розанов. *Теория вероятностей* (М., 1967).
- [15] Б.В. Петухов. *Письма в ЖТФ*, **8**, 833 (1982).
- [16] V.M. Vinokur. *J. de Phys.*, **47**, 1426 (1986).
- [17] Б.В. Петухов. *ФТТ*, **35**, 1121 (1993).

Редактор Л.В.Шаронова

Effect of the composition fluctuations on the dislocation kinetics in films of solid solutions of semiconductors

B. V. Petukhov

Institute of Crystallography, Russian Academy of Sciences, 117333 Moscow, Russia

A theory of the effect of the composition fluctuations in disordered solid solutions on the kinetics of misfit dislocations in semiconductor heterostructures has been developed. The size effect is considered and it is shown that as the film thickness decreases, a transition takes place. It is seen as the change of the customary linear dependence of the dislocation velocity on the length. It becomes abrupt and nonlinear. The theory has been compared with experimental data on the dislocation mobility in $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x/\text{Si}$ system.