

Кинетика распада метастабильных состояний разупорядоченной линейной системы

© Б.В. Петухов

Институт кристаллографии Российской академии наук,
117333 Москва, Россия

(Поступила в Редакцию 12 марта 1999 г.)

Метод Колмогорова для описания статистической кристаллизации обобщается с учетом неупорядоченности структуры и применяется к расчету кинетики распада метастабильных состояний линейных (в смысле пространственной размерности) систем.

Теория описывает влияние дефектов на динамику доменных границ между фазами на подложках, полимеров, рост кристаллов посредством движения ступеней на поверхности, пластическое течение материалов за счет движения дислокаций в рельефе Пайерлса–Набарро и кинетику других физических систем.

Кинетика переключения состояний линейных систем определяет закономерности протекания многих физических процессов. В качестве примеров укажем динамику спиновых цепочек, полимеров [1], доменных границ на двумерных подложках [2], рост кристаллов посредством перемещения ступеней на его поверхности [3], пластическое течение материалов за счет движения дислокаций в рельефе Пайерлса–Набарро [4] и т. д.

Закономерности процесса распада метастабильных состояний протяженной линейной системы, обладающей многими степенями свободы, существенно отличаются от хорошо известной экспоненциальной кинетики релаксации одномерных систем $Q(t) = Q_0 \exp(-t/\tau)$ ($Q(t)$ — доля начального состояния к моменту времени t , τ — время релаксации). Как было показано А.Н. Колмогоровым еще в 1937 г. [5], взаимовлияние различных степеней свободы приводит к изменению временного закона релаксации даже в пространственно-однородном материале.

В кинетику переключения состояний линейных систем существенный вклад вносит движение так называемых кинк-солитонов или просто кинков (см., например, [6]), представляющих собой границу между различными "фазами". Такие границы можно рассматривать как своеобразные одномерные квазичастицы. При относительно малой движущей силе процесс происходит квазиравновесно, т. е. за счет перемещения имеющихся в тепловом равновесии кинк-солитонов. Мы, однако, будем рассматривать достаточно большие движущие силы и существенно неравновесные процессы, при которых вкладом тепловых кинков можно пренебречь.

Распад метастабильного состояния системы представляется происходящим в два этапа: вначале за счет термической флуктуации происходит локальный переход небольшого участка, что требует преодоления энергетического барьера, равного энергии образования двух границ между фазами, и занимает значительное время. Такой участок можно рассматривать как "зародыш" нового состояния, ограниченный двумя кинками, разделяющими различные состояния. Затем под действием приложенной внешней силы кинки разбега-

ются вдоль линейной системы до встречи и аннигиляции с кинками из других параллельно и статистически независимо образующихся зародышей, что после слияния всех зародышей завершает процесс переключения.

Задача о кинетике распада метастабильного состояния в пространственно-однородном материале (для системы любой размерности) была решена А.Н. Колмогоровым в его классической теории статистической кристаллизации [5] (обзор дальнейших работ на эту тему см. в [7]). Если применительно к нашей задаче обозначить частоту образования зародышей в единицу времени на единицу длины J , а скорость разбегания кинков — v , то доля непереключенной фазы $Q(t)$ к моменту времени t после начала переходного процесса составит [5]

$$Q(t) = \exp(-Jvt^2). \quad (1)$$

В реальных материалах движение кинков подвержено воздействию дефектов, особенно сильному вследствие одномерной природы квазичастиц (невозможности обойти препятствие в отличие от систем более высокой размерности). Примером аномальных свойств подвижности одномерных частиц при наличии широкого спектра случайных барьеров является переход при уменьшении движущей силы F к аномальному дрейфу [8]

$$x(t) \sim t^{\delta(F)} (\delta(F) < 1). \quad (2)$$

Опубликованы обзоры многочисленных теоретических работ на эту тему (см., например, [9–11]). Отметим, что описанное явление носит также другие названия: "квазилокализация" [9], нелинейный дрейф в "поле случайной силы" [10,12], движение в "фазе крипа" [13], "гетерогенная динамика" [14]. Недавно аномальный дрейф дислокационных кинков был обнаружен в экспериментах по изучению подвижности дислокаций в Ge [15].

Поскольку движение кинков является важной составной частью процесса распада метастабильных состояний линейных систем, следует ожидать существенно-

го влияния неупорядоченности на его кинетику. Цель настоящей работы — изучить влияние примесей или других дефектов на закономерности процесса распада. В отличие от предшествующих работ [8,13,14] и др., рассматривающих процесс коалесценции зародышей качественно, в настоящей работе будет применен вероятностный подход Колмогорова [5], описывающий этот процесс точно (в рамках принятой модели) и допускающий обобщение на неупорядоченную систему. Такой подход позволит, в частности, проследить переход от режима нормального дрейфа кинков (колмогоровский случай) к аномальному с соответствующим изменением общей кинетики переключения состояния системы. Ввиду микроскопической природы кинков изучение общей кинетики переключения состояний системы зачастую представляет собой единственную доступную в настоящее время возможность получать сведения об их динамике [15].

Существенного изменения кинетики можно ожидать в случае, когда время свободного движения кинков между барьерами мало по сравнению со временем задержки на барьерах. В дальнейшем будем рассматривать именно эту ситуацию и вкладом времени свободного дрейфа в полное время движения кинков будем пренебрегать.

1. Кинетика переключения состояний при произвольном спектре барьеров для движения кинков

Данный раздел посвящен обобщению метода Колмогорова [5] на случай неупорядоченной системы.

Будем следить за изменением со временем состояния в некоторой произвольно выбранной точке системы. Для удобства описания разобьем систему на интервалы длины Δl порядка типичного размера барьера (уточним далее). В каждом интервале имеется свое время задержки кинка τ_i . Плотность распределения времен задержки $P(\tau)$ предполагается одинаковой во всех интервалах. Суммарное время задержки при смещении кинка на n интервалов есть $T_n = \sum_{i=1}^n \tau_i$.

Произвольная точка отсчета окажется к моменту времени t в новом "переключенном" состоянии, если граница зародыша нового состояния, родившегося в некотором интервале n в какой-то момент времени t' успеет распространиться до рассматриваемой точки до наступления момента t . Другими словами, если время задержки T_n при прохождении кинка от места рождения до рассматриваемой точки будет меньше, чем $t-t'$. Вероятность рождения зародыша в интервале времени $\Delta t'$ есть $J\Delta l^{(n)}\Delta t'$. Дополнительная величина $1 - J\Delta l^{(n)}\Delta t'$ есть вероятность того, что зародыш в данном интервале длины и времени не родится. Вероятность $q_n(t)$ того, что n -й интервал во-

обще не послужит источником переключения состояния, равна произведению вероятностей нерождения по всем интервалам времени между моментами $t' = 0$ и $t' = t - T_n$, т. е.

$$q_n(t) = \prod_{\alpha} (1 - J\Delta l^{(n)}\Delta t'_{\alpha}) \approx \exp(-J\Delta l^{(n)}(t - T_n)). \quad (3)$$

Полная вероятность сохранения в данной точке начального состояния $Q(t)$ есть произведение вероятностей нерождения во всех интервалах, время движения кинка от которых до выбранной точки меньше t . Такие наборы интервалов есть как слева, так и справа от рассматриваемой точки. Ввиду независимости барьеров, $Q(t)$ может быть представлено как произведение вероятностей $Q(t) = q_0(t)Q^+(t)Q^-(t)$. Здесь $q_0(t) = \exp(-J\Delta l t)$ — вероятность нерождения зародыша в интервале, которому принадлежит рассматриваемая точка. Односторонняя вероятность не изменит состояния за счет зародышей, рождающихся, например, только справа от выбранной точки $Q^+(t)$ (и аналогично $Q^-(t)$), равна произведению $q_n(t)$ по всем интервалам $\Delta l^{(n)}$ от 1 до максимального значения N , удовлетворяющего условию $T_N < t < T_{N+1}$,

$$Q^+(t) = \prod_{n=1}^N \exp(-J\Delta l(t - T_n)) = \exp\left(-J\Delta l(N(t - T_N) + \sum_{i=1}^N \tau_i)\right). \quad (4)$$

Среднее значение $Q^+(t)$ по всем точкам системы или, что то же самое, по всевозможным расположениям барьеров, и равное ему в симметричном случае среднее от $Q(t)$ записываются в виде

$$\langle Q^+(t) \rangle = \langle Q^-(t) \rangle = \sum_{N=1}^{\infty} \int \prod_{m=1}^N P(\tau_m) d\tau_m Q^+(t) P_1(t - T_N). \quad (5)$$

Здесь $P(\tau)d\tau$ — вероятность в данном интервале иметь время задержки между τ и $\tau + d\tau$, интегрирование идет по всем τ_m , составляющим в сумме по интервалам величину меньшую t , $P_1(t) = \int_t^{\infty} P(\tau)d\tau$ — вероятность иметь время задержки, превышающее t . Наличие множителя $P_1(t - T_N)$ учитывает, что согласно определению N , что следующий за N -м интервал имеет время задержки, которое в сумме с T_N превышает t .

Вычислим характеристическую функцию для $Q^+(t)$, являющуюся лапласовским образом $\langle Q^+(t) \rangle$,

$$\begin{aligned} \hat{Q}(s) &= \int_0^{\infty} dt e^{-st} \langle Q^+(t) \rangle \\ &= \int_0^{\infty} dt e^{-st} \sum_{N=1}^{\infty} \int e^{-J\Delta l N(t-T_N)} P_1(t-T_N) \\ &\quad \times \prod_{m=1}^N e^{-J\Delta l m \tau_m} P(\tau_m) d\tau_m \\ &= \sum_{N=1}^{\infty} ((1 - \hat{P}(s + J\Delta l N)) / (s + J\Delta l N)) \\ &\quad \times \prod_{m=1}^N \hat{P}(s + J\Delta l m). \end{aligned} \quad (6)$$

Здесь $\hat{P}(s)$ есть лапласовский образ от $P(\tau)$, $\hat{P}(s) = \int_0^{\infty} e^{-s\tau} P(\tau) d\tau$.

Формула (6) представляет собой результат усреднения по произвольному спектру барьеров, тормозящих движение границ зародышей нового состояния. В дальнейшем она будет применена при расчете кинетики переключения состояния для конкретной модели неупорядоченности, характерной для взаимодействия кинков с точечными дефектами и для других случаев.

2. Гауссовское поле случайной силы

Потенциал, в котором движется кинк, складывается из хаотически меняющейся энергии взаимодействия системы с дефектами $U(x)$ при изменении состояния на длине x и регулярного слагаемого Fx , создаваемого приложенной движущей силой F . В рассматриваемой далее модели $U(x)$ представляет собой случайную величину, совершающую с изменением x "броуновское движение" по шкале энергии с "коэффициентом диффузии" σ . Статистические свойства такой величины полностью задаются средними значениями $\langle U(x) \rangle = 0$, $\langle U(x)U(x') \rangle = \sigma\delta(x-x')$. Примеры физической реализации такой модели случайного потенциала, носящего название "поля случайной силы", см., например, в [8–15]. Так, для хаотически распределенных со средней линейной плотностью ρ точечных дефектов, изменение энергии взаимодействия которых с системой при переключении ее состояния есть $\pm u$, нетрудно получить $\sigma = \rho u^2$.

Рассмотрим некоторый барьер, образованный пиком потенциала $U(x)$, и вычислим создаваемое им время задержки кинка. Переход через барьер может произойти в результате благоприятной тепловой флуктуации.

Время ожидания такой термической активации τ будем описывать формулой (см., например, [16,17])

$$\tau = (\Delta l / D_k) \int_0^{\infty} e^{(U(x) - Fx) / kT} dx. \quad (7)$$

Здесь D_k — коэффициент диффузии кинка, Δl — характерный размер локализации кинка перед барьером, определяемый длиной, на которой потенциал меняется на величину порядка тепловой энергии kT . Мы не будем интересоваться точным значением предэкспоненциального множителя в (7) и ограничимся оценкой Δl из следующих простых соображений. Потенциал, фигурирующий в (7), представляет собой сумму случайно "диффундирующей" составляющей $U(x)$, типичная амплитуда которой растет с x как $(\sigma x)^{1/2}$, и регулярного "дрейфового" слагаемого Fx . На малых длинах преобладает диффузионное поведение потенциала, при $x \sim x_b = \sigma / F^2$ происходит смена поведения и при $x > x_b$ преобладающим является вклад Fx . В этом последнем случае, как нетрудно видеть, Δl оценивается из соотношения $F\Delta l \sim kT$ как $\Delta l \sim kT / F$. Условием применимости является $\Delta l > x_b$, т.е. $\delta = kTF / \sigma > 1$. В противоположном случае $\delta < 1$ Δl оценивается из соотношения $(\sigma \Delta l)^{1/2} \sim kT$ как $\Delta l \sim (kT)^2 / \sigma$.

Для фигурирующей в (6) функции распределения $P(\tau)$ в [8] (см. также [10]) было получено выражение

$$P(\tau) = \frac{\exp(-1/(s_0\tau))}{\Gamma(\delta) s_0^\delta \tau^{\delta+1}}, \quad (8)$$

где $s_0 = \sigma D_k / ((kT)^2 \Delta l)$, $\Gamma(\delta) = \int_0^{\infty} x^{\delta-1} e^{-x} dx$. Ис-

пользуя явный вид функции распределения (8), можно с помощью формулы (6) найти поведение $\langle Q^+(t) \rangle$ при различных значениях параметров.

1) $\sigma > 1$. За исключением узкой окрестности малых $\varepsilon = \delta - 1$ (которая заслуживает специального обсуждения) мы имеем

$$\begin{aligned} \hat{Q}(s) &\approx \frac{1}{s_0} \sqrt{\frac{\pi}{2\lambda\varepsilon}} \exp\left(\frac{\lambda}{2\varepsilon} \left(\frac{s}{J\Delta l}\right)^2\right) \\ &\quad \times \operatorname{erfc}\left(\sqrt{\frac{\lambda}{2\varepsilon}} \frac{s}{J\Delta l}\right). \end{aligned} \quad (9)$$

Здесь $\lambda = J\Delta l / s_0 = J(\Delta l kT)^2 / \sigma D_k$ — параметр, определяемый вероятностью рождения зародыша за время $1/s_0$ на одном микроскопическом интервале Δl и предполагающийся малым, $\operatorname{erfc}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_x^{\infty} \exp(-t^2) dt$ — дополнительный интеграл вероятности.

Обратное преобразование Лапласа дает

$$\langle Q^\pm(t) \rangle = \exp\left(-\frac{\varepsilon}{2} s_0 J \Delta l t^2\right). \quad (10)$$

При $\Delta l = kT / F$ это выражение может быть переписано в виде $\langle Q(t) \rangle = \exp\{-[1 - (1/\delta)] v_0 J t^2 / 2\}$, где

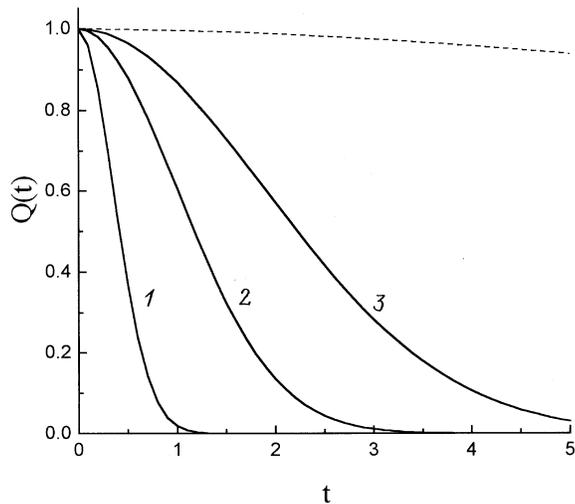


Рис. 1. Убывание со временем доли начального состояния $Q(t)$ для различных значений движущей силы $F > F_c$, характеризующей параметром $\delta = kT/\sigma$. Кривая 1 отвечает $\delta = 5$; 2 (1.5); 3 (1.1). Время измеряется в единицах $1/(s_0(\lambda)^{1/2})$. Для сравнения штриховой линией показана кинетика переключения для $\delta = 0.8$ ($F < F_c$).

$v_0 = D_k F / (kT)$ — скорость свободного дрейфа кинков. Таким образом, при $\delta \gg 1$, когда влияние случайной добавки к потенциалу, в котором движется кинк, мало, полученное выражение согласуется с формулой Колмогорова (1). (Напомним, что $\langle Q(t) \rangle = \langle q_0(t) Q^+(t) Q^-(t) \rangle$). В рассматриваемом случае характерное время переключения мало по сравнению со временем образования зародыша в одном интервале, так что $q_0(t) \approx 1$ и $\langle Q(t) \rangle \approx \langle Q^\pm(t) \rangle^2$. При $\delta \sim 1$ формула сохраняет колмогоровский вид, но с перенормировкой скорости кинка $v = (1 - (1/\delta))v_0$. При этом процедура усреднения доли начального состояния по спектру барьеров сводится к простой замене скорости кинка ее средним значением.

Итак, в этой области параметров торможение кинков случайными барьерами приводит к уменьшению средней скорости кинков, приобретающей порогового вида зависимость от движущей силы. Это сопровождается заметным замедлением процесса переключения, как показано на рис. 1. При некоторой критической величине движущей силы $F = F_c$, определяемой условием $\delta(F_c) = 1$, средняя скорость кинков обращается в нуль и характер движения кинков изменяется. Область ниже порога требует особого рассмотрения.

2) $\delta < 1$. В этом случае расчет дает

$$\hat{Q}(s) = t_a \exp((st_a)^{1+\delta}) \Gamma\left(\frac{\delta}{1+\delta}, (st_a)^{1+\delta}\right). \quad (11)$$

Здесь

$$t_a = \frac{1}{s_0} \left[\frac{\Gamma(2-\delta)}{\Gamma(2+\delta)\lambda(1-\delta)} \right]^{\frac{1}{1+\delta}}, \quad \Gamma(a, z) = \int_z^\infty x^{a-1} e^{-x} dx.$$

При $\delta \rightarrow 1$ с учетом соотношения $\Gamma(1/2, x^2) = (\pi)^{1/2} \times \operatorname{erfc}(x)$ [18] (11) принимает функциональный вид (9) и обратное преобразование Лапласа приводит снова к колмогоровской зависимости $\langle Q(t) \rangle = \exp(-\text{const} \cdot t^2)$, но с другим, по сравнению со случаем $\varepsilon > 0$ (10), коэффициентом в экспоненте (причина такого скачка будет обсуждена далее).

Как можно видеть из (11), зависимость усредненной кинетики переключения от параметра λ входит лишь в виде масштабного множителя t_a , что будет иметь место и после обратного преобразования Лапласа $\langle Q^\pm(t) \rangle = f_\delta(t/t_a)$, где $f_\delta(x)$ — функция, зависящая, помимо аргумента, только от одного параметра δ . Используя асимптотические разложения $\hat{Q}(s)$ (11) при больших и малых s , нетрудно определить явное аналитическое поведение $f_\delta(x)$ при больших и малых значениях аргумента

$$f_\delta(x) \approx \frac{1+\delta}{\Gamma(1-\delta)} x^{-(1+\delta)}, \quad x \rightarrow \infty, \quad (12)$$

$$f_\delta(x) \approx 1 - \frac{1}{(1+\delta)\Gamma(2+\delta)} x^{1+\delta}, \quad x \rightarrow 0. \quad (13)$$

Формулы (12), (13) дают достаточно полное представление о кинетике переключения состояния линейной системы, характеризующейся средней долей начального состояния $\langle Q(t) \rangle = \exp(-J\Delta t) \langle Q^\pm(t) \rangle^2$. Это поведение проиллюстрировано на рис. 2 (с использованием численного расчета при промежуточных значениях $t \sim t_a$).

Мы видим, что протекание процесса переключения во времени при уменьшении δ ниже значения 1 меняется, заметно замедляясь и переходя от экспоненциальной зависимости колмогоровского типа (1) степенному поведению при больших t вида (12).

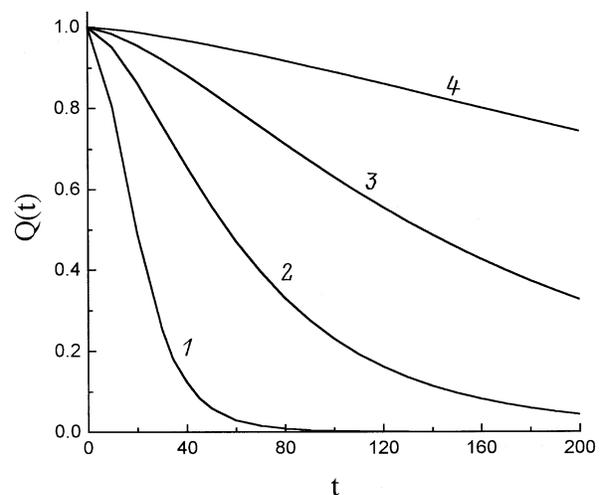


Рис. 2. Кинетика переключения состояния для подпорогового значения движущей силы. Кривая 1 отвечает $\delta = 0.8$; 2 (0.6); 3 (0.5); 4 (0.4). Время измеряется в единицах $1/(s_0(\lambda)^{1/2})$, параметр $\ln(1/\lambda) = 25$.

3. Время переключения

Важной интегральной характеристикой кинетики изменения состояния системы является среднее время переключения, которое может быть определено формулой

$$\langle t \rangle = \int_0^{\infty} \langle Q(t) \rangle dt. \quad (14)$$

Для $\delta > 1$ с использованием явного вида $\langle Q(t) \rangle$ (10) получаем

$$\langle t \rangle = \int_0^{\infty} e^{-Jv^2} dt = \frac{1}{2} \left(\frac{\pi}{Jv} \right)^{1/2}. \quad (15)$$

Для $\delta < 1$ зависимость среднего времени от t_a выделяется в явном виде посредством масштабного анализа, и мы имеем

$$\langle t \rangle = C(\delta)t_a = C(\delta) \frac{1}{s_0} \left[\frac{\Gamma(2-\delta)}{\Gamma(2+\delta)\lambda(1-\delta)} \right]^{\frac{1}{1+\delta}}, \quad (16)$$

где $C(\delta) = \int_0^{\infty} f_0^2(x) dx$ — функция δ , меняющаяся в относительно небольшом интервале значений от 1 до $(\pi/2)^{1/2}$ при изменении δ от 0 до 1. Ее численная аппроксимация есть $C(\delta) = 1 + ((\pi/2)^{1/2} - 1)x(2-x)$.

Определенный интерес представляет также такая характеристика, как t_1 — среднее время "одностороннего заматания" точки отсчета границами зародышей, образующихся с какой-либо одной стороны от нее. Например, из-за большой разницы в подвижностях левых и правых кинков основной вклад в процесс переключения состояния может давать только один, более подвижный вид кинков. Такая ситуация, в частности, имеет место в Si, где, согласно атомистическим расчетам [19], энергии миграции левого и правого кинков различны. Имеем

$$t_1 = \int_0^{\infty} \langle Q^{\pm} \rangle dt = \hat{Q}(s=0). \quad (17)$$

Для $\delta < 1$, как видно из (11), $t_1 = \Gamma(\delta/(1+\delta))t_a$. Из функционального гауссовского вида $\langle Q(t) \rangle$ при $\delta \rightarrow 1$ следует

$$\langle t \rangle = t_1/(2)^{1/2} = 2^{-1/2} \hat{Q}(s=0). \quad (18)$$

Соотношение (18) позволяет более точно описать переходную область $\delta \rightarrow 1$. Мы имеем для $\varepsilon \ll 1$

$$\begin{aligned} \langle t \rangle &= \frac{1}{\sqrt{2s_0\lambda\varepsilon}} \int_0^{\infty} dz (1-z^\varepsilon) \exp\left(-\frac{z^2}{2\lambda\varepsilon}(1-z^\varepsilon)\right) \\ &\approx \left(\frac{1}{s_0}\right) \left(\frac{\pi(1-\lambda\varepsilon/2)}{4\lambda\varepsilon}\right)^{1/2}. \end{aligned} \quad (19)$$

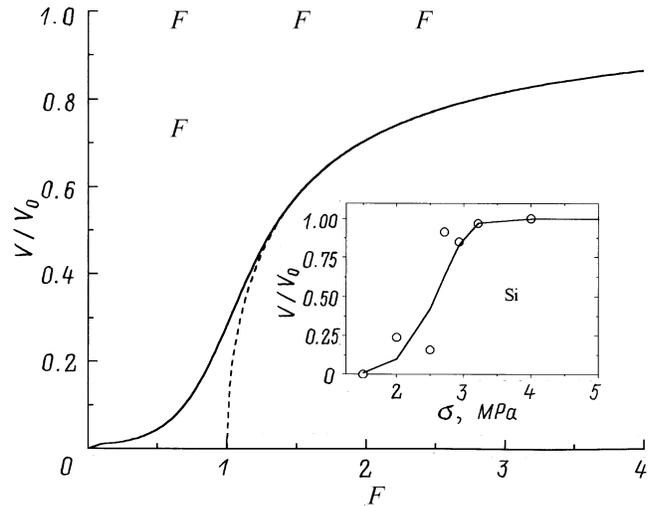


Рис. 3. Характер зависимости скорости переключения состояния $V \sim 1/\langle t \rangle$ от движущей силы F в аномальной области $F \sim F_c$. V нормирована на V_0 — скорость переключения в отсутствие тормозящих барьеров, F измеряется в единицах σ/kT .

Это выражение описывает непрерывный переход от области $\varepsilon > 0$ к области $\varepsilon < 0$, гладко переводя (15) в (16). Из (19) видно, что характер зависимости среднего времени переключения от движущей силы существенно меняется в окрестности $\delta = 1$, и при $\varepsilon < 0$, $|\varepsilon| > 1/\ln(1/\lambda)$ имеет место экспоненциальное увеличение $\langle t \rangle$ с ε : $\langle t \rangle \sim 1/\lambda^{\varepsilon/4} = \exp(|\varepsilon| \ln(1/\lambda)/4)$. Размер переходной области может быть оценен как $\Delta|\varepsilon| \sim 2/\ln(1/\lambda)$, т. е. является достаточно узким. В первом приближении, учитывая в λ только экспоненциальный аррениусовский фактор $\exp(-2E_k/kT)$, где E_k — энергия кинка (энергия образования границы между фазами), получаем $\Delta|\varepsilon| \sim kT/E_k \ll 1$.

В задачах типа движения ступеней, доменных границ и дислокаций, когда в отсутствие движущей силы состояние системы многократно вырождено с периодом кристаллической решетки a , $\langle t \rangle$ определяет характерное время смещения на один период. Это позволяет оценить скорость V трансляции рассматриваемой системы при включении движущей силы

$$V \sim a/\langle t \rangle. \quad (20)$$

Рис. 3 иллюстрирует характер зависимости скорости трансляции от движущей силы в переходной области $F \sim F_c$. Эта зависимость имеет вид сглаженного порога. На вставке для качественного сравнения приведены экспериментальные данные по подвижности индивидуальных дислокаций в Si [20].

4. Обсуждение результатов

Мы видели, что протекание процесса переключения состояния разупорядоченной линейной системы существенно меняется при некотором критическом значении

движущей силы $F = F_c$. При $F > F_c$ оно может быть описано колмогоровской кинетикой с перенормированной по сравнению со свободным дрейфом скоростью кинков $v = (1 - 1/\delta)v_0$. Уже эта формула, содержащая пороговый множитель $1 - 1/\delta(F)$, показывает, что характер движения кинков радикально меняется при уменьшении δ до единицы с изменением параметров задачи, например, F . Как было установлено в [8], это связано с обращением в бесконечность среднего времени преодоления барьеров $\langle \tau \rangle = \int_0^{\infty} \tau P(\tau) d\tau$ из-за медленного убывания функции распределения $P(\tau)$ на больших τ при $\delta \leq 1$. В результате торможение кинков начинает определяться не типичными барьерами в своей массе, а отдельными наиболее сильными, встречающимися на длине пробега с вероятностью порядка единицы (гетерогенное торможение). Оценка изменения пробега кинков со временем может быть получена, следовательно, из соотношения $(x(t)/\Delta l)P_1(t) \sim 1$, откуда, согласно (8), следует при больших t формула (2) $x(t) \sim t^\delta (\delta \leq 1)$.

Во избежание недоразумений подчеркнем условный вероятностный характер этого так называемого закона нелинейного дрейфа. Так, например, если попытаться обобщить формулу Колмогорова (1), непосредственно заменив при выводе закон линейного дрейфа $x(t) = vt$ соотношением (2), то (1) перейдет в $Q(t) = \exp(-\text{const} \cdot t^{1+\delta})$, что не подтверждается более строгим расчетом (см. формулу (12)). Это свидетельствует о существенном вкладе флуктуаций в распределении тормозящих кинки барьеров в кинетику переключения, требующем аккуратного учета.

Итак, в результате расчета кинетики распада метастабильного состояния разупорядоченной линейной системы выявлен переход с понижением движущей силы от экспоненциальной кинетики колмогоровского типа к размытой кинетике со степенной асимптотикой на больших временах. Переход обусловлен изменением закономерностей движения кинк-солитонов от однородного в среднем дрейфа с конечной скоростью к гетерогенному торможению наиболее сильными препятствиями на длине пробега. Рассчитана зависимость средней скорости переключения состояния $V \sim 1/\langle t \rangle$ от движущей силы F . При $F > F_c$ эта зависимость имеет пороговый вид, но в узкой окрестности F_c порога сглаживается и при $F < F_c$ имеет место экспоненциальное убывание V с уменьшением движущей силы. Качественно подобное поведение наблюдалось при экспериментальном изучении подвижности дислокаций в Si [20] и может быть связано с влиянием остаточных примесей.

Настоящая работа частично поддержана грантом INTAS 96-363.

Список литературы

- [1] T. Halpin-Healy, Y.-C. Zhang. Phys. Reports **254**, 4–6, 215 (1995).
- [2] И.Ф. Люксютов, В.Л. Покровский. Письма в ЖЭТФ **33**, 6, 343 (1981).
- [3] А.А. Чернов. УФН **73**, 2, 277 (1963).
- [4] Дж. Хирт, И. Лоте. Теория дислокаций. Атомиздат, М. (1972). 598 с.
- [5] А.Н. Колмогоров. Изв. АН СССР. Сер. мат. **3**, 355 (1937).
- [6] Р. Додд, Дж. Эйлбек, Дж. Гиббон, Х. Моррис. Солитоны и нелинейные волновые уравнения. Мир, М. (1988). 694 с.
- [7] В.З. Беленький. Геометрико-вероятностные модели кристаллизации. Наука, М. (1980). 88 с.
- [8] Б.В. Петухов. ФТТ **13**, 5, 1445 (1971).
- [9] S. Alexander, J. Bernasconi, W.R. Schneider, R. Orbach. Rev. Mod. Phys. **53**, 1, 175 (1981).
- [10] J.-P. Bouchaud, A. Georges. Phys. Reports **195**, 1, 127 (1990).
- [11] J.W. Haus, K.W. Kerr. Phys. Reports **150**, 1, 263 (1987).
- [12] V.M. Vinokur. J. Physique **47**, 9, 1425 (1986).
- [13] J.-P. Bouchaud, A. Georges. Comments Cond. Mat. Phys. **15**, 1, 125 (1991).
- [14] Б.В. Петухов. ФТТ **35**, 5, 1121 (1993).
- [15] Yu. Iunin, V.I. Nikitenko, V.I. Orlov, B.V. Petukhov. Phys. Rev. Lett. **78**, 16, 3137 (1997).
- [16] А.П. Казанцев, В.Л. Покровский. ЖЭТФ **58**, 2, 677 (1970).
- [17] N.G. Van Kampen. Stochastic Processes in Physics and Chemistry. North Holland Publ. Co., Amsterdam-N. Y.-Oxford (1981). 419 p.
- [18] М. Абрамовиц, И. Стиган. Справочник по специальным функциям. Наука, М. (1979) 830 с.
- [19] V.V. Bulatov. Modelling of Structure and Mechanics of Materials from Microstructure to Product/ Ed. by J.N. Carstensen, T. Leffers, T. Lorentzen, O.B. Pedersen, B.F. Sorensen, G. Winter. Riso National Laboratory Roskilde, Denmark (1998). P. 39.
- [20] Ю.Л. Иунин, В.И. Никитенко, В.И. Орлов, Б.Я. Фарбер. ЖЭТФ **100**, 12, 1262 (1991).