

Эффект изменения пороговых условий (физика, химия, биология)

В. Н. Стрекалов

Московский государственный технологический университет "Станкин", Москва, Россия

Обсуждается эффект изменения пороговых условий, возникающий в неупругих кинетических процессах при наличии внешних воздействий. Эффект обусловлен ростом числа активных частиц, получающих возможность участвовать в процессе в результате их взаимодействия с другими частицами или полями. Следствием эффекта является немонотонная сходимость последовательности средних скоростей или других кинетических коэффициентов, характеризующих процесс, несмотря на применимость теории возмущений и монотонную сходимость ряда вероятностей элементарных переходов. Такое поведение кинетических коэффициентов означает, что наблюдаемое влияние переходов в старших порядках теории возмущений может быть заметнее, чем их влияние в разрешенных младших порядках. Поэтому в пороговых физических, химических и биологических процессах малые возмущения могут быть важнее более грубых или сильных воздействий.

У многих физических, химических и биологических явлений, происходящих в статистических ансамблях, есть общая основа, приводящая к появлению похожих эффектов. Эта особенность — способ математического представления тех величин, которые наблюдаются экспериментально. Ансамбли могут существенно отличаться по своей природе, но их изучение объединяется необходимостью статистического усреднения, проводимого с помощью соответствующих функций распределения. При усреднении возникает эффект, не всегда принимаемый во внимание, — это "эффект изменения пороговых условий неупругих кинетических процессов" [1]. Суть его в том, что обычно отбрасываемые малые поправки могут иметь большее значение, чем "основные" слагаемые. С точки зрения математики это означает, что старшие порядки теории возмущений оказываются важнее, чем разрешенные и более вероятные младшие порядки. Монотонно сходящемуся ряду теории возмущений для элементарных вероятностей при этом соответствует немонотонный ряд наблюдаемых средних статистических величин.

Эффект изменения пороговых условий изучен недостаточно, что побуждает еще раз обсудить его проявления в физике, химии, биологии и экономике. В связи с этим ниже дается краткое описание методов теории возмущений для элементарных переходов и теории возмущений, относящейся к наблюдаемым величинам.

Схема применения теории возмущений

Теория возмущений — один из основных методов решения задач квантовой механики [2, 3]. Предполагается, что имеем сложное уравнение типа

$$\frac{\partial}{\partial t} \Psi(x, t) = L_0 \Psi(x, t) + \alpha L_1 \Psi(x, t), \quad (1)$$

где Ψ — неизвестная волновая функция, которую требуется найти;

L_0 и L_1 — операторы, действующие на функцию Ψ ;
 α — малый параметр.

Допустим, что решить уравнение (1) точно не представляется возможным, но известно решение Ψ_0 в пределе $\alpha \rightarrow 0$. Тогда решение уравнения (1) можно представить в виде ряда

$$\Psi(x, t) = \sum_{n=0}^{\infty} \alpha^n \Psi_n(x, t), \quad (2)$$

где Ψ_n — функции одного порядка малости.

Эти функции определяют из системы уравнений, получающейся после подстановки ряда (2) в уравнение (1), и приравнивания слагаемых при одинаковых степенях α^n . Найденные Ψ_n образуют ряд теории возмущений, что позволяет рассчитать вероятности квантовых переходов W_n [2, 3].

Теория возмущений применима к задачам с взаимодействиями разной природы. Ее можно использовать не только в физике, но и в химии, биологии и других направлениях науки.

В общем случае ряд $\{W_n\}$ содержит несколько нулевых членов, затем появляется член $W_m \neq 0$ (он соответствует низшему разрешенному порядку теории возмущений, рис. 1), а дальше следуют слагаемые с индексами $k > m$, которые монотонно убывают как α^n

$$0, 0, \dots, W_m \gg W_{m+1} \gg W_{m+2} \gg \dots \quad (3)$$

До некоторого значения n (номер порядка теории возмущений) процесс запрещен, и W_n равны нулю. Затем обе величины испытывают

скачок, W достигает максимума и в дальнейшем убывает, а S сначала возрастает, а потом убывает.

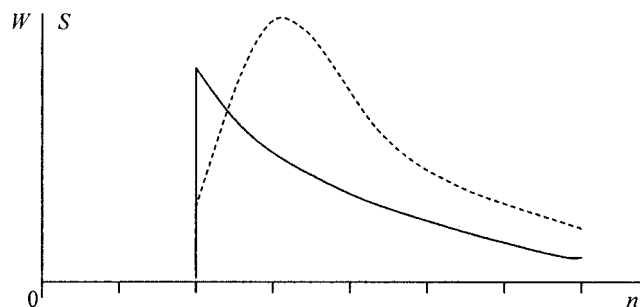


Рис. 1. Описание задачи с взаимодействиями разной природы:

— ряд теории возмущений W ;
 --- ряд средней скорости

Для описания квантово-механических процессов достаточно знать первый, отличный от нуля, член ряда $\{W_m\}$ [2]. Это не вызывает сомнений, если имеется всего одна частица с заданными начальными условиями и есть методы наблюдения индивидуальных переходов этой частицы. Но изучение ансамбля частиц с разными начальными условиями требует усреднения вероятностей W_n по ансамблю. При этом может возникнуть эффект, обсуждение которого является целью данной работы.

Среднестатистические скорости

Если изучаемая система представляет собой ансамбль, состоящий из большого числа подсистем (скажем, атомов), то для сравнения с опытом необходимо усреднение по ансамблю, выполняемое с помощью соответствующих функций распределения. В результате усреднения появляются среднестатистические скорости процессов, которые можно наблюдать экспериментально, например

$$S_n = \int W_n(\lambda) f(\lambda) d\lambda, \quad (4)$$

где λ — набор параметров, характеризующих начальное состояние атома или другой подсистемы;

$f(\lambda)$ — функция распределения по начальным состояниям.

В физике по формуле типа (4) определяют, в частности, скорость ионизации, скорости испарения и десорбции примесей, коэффициент диффузии и т. д.

Аналогичным образом находятся другие среднестатистические величины, связанные с операторами $G(\lambda)$, наблюдение которых возможно в экспериментах,

$$\langle G_n(\lambda) \rangle \equiv \bar{G}_n = \int G_n(\lambda) f(\lambda) d\lambda. \quad (5)$$

Часто можно рассматривать квазиравновесные состояния, беря максвелловское или больцмановское распределение $f(\lambda)$, в других случаях

приходится находить неравновесные функции распределения.

Если интегрировать по всем λ для разных n , то скорости S_n "повторяют" ряд (3), т. е.

$$0, 0, \dots, S_m \gg S_{m+1} \gg S_{m+2} \gg \dots \quad (3a)$$

Результат (3a) справедлив и для любых $G(\lambda)$, причем даже в том случае, когда интегрирование проводится по какой-то постоянной части области λ . Указать область интегрирования можно, введя в (4) или (5) единичную функцию $\eta[\lambda - \lambda_0]$, где λ_0 задает границу дозволённых значений λ (по определению, $\eta[x] = 1$, если $x > 0$, и $\eta[x] = 0$, если $x < 0$). Примером может служить неупругое столкновение частиц, при котором процесс происходит, если энергия относительного движения частиц превышает пороговое значение Δ . Единичная функция в этом случае принимает вид $\eta[\epsilon - \epsilon_{th}]$, с пороговой энергией $\epsilon_{th} = \Delta$.

Эффект изменения пороговых условий в неупругих кинетических процессах

В работах [1] впервые было отмечено, что при наличии внешних воздействий изменение порога Δ происходит по-разному в зависимости от рассматриваемого порядка теории возмущений. Например, при ударной ионизации кристалла, находящегося в лазерном поле, действие последнего приводит и к изменению функции распределения (нагрев электронов светом), и к замене Δ на $\Delta - n\hbar\omega \geq 0$, где $\hbar\omega$ — энергия фотона; n — число фотонов, поглощаемых одновременно с актом ионизации. В то же время n — порядок теории возмущений. Смысл ограничения порога $\Delta - n\hbar\omega \geq 0$ очевиден (рис. 2).

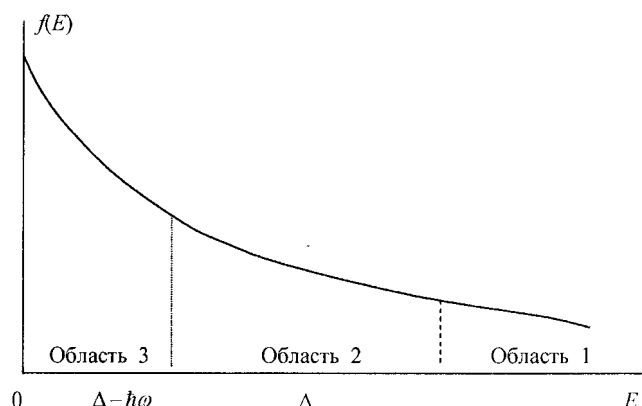


Рис. 2. Функция распределения Больцмана

На рис. 2. кривая изображает функцию распределения Больцмана. Площадь области 1 указывает число активных электронов без поглощения света. Интеграл по области 2 дает прирост числа активных электронов в результате поглощения одного фотона и изменения порогового условия Δ на $\Delta - \hbar\omega$. Область 3 дает число не-

активных электронов при $n = 1$ и активных при $n = 2$. Так как $\Delta - 2\hbar\omega < 0$, то при $n = 2$ активны все электроны.

В [1] показано, как именно и на каком этапе изменяется пороговое условие. Можно сказать, что формула для наблюдаемого кинетического коэффициента (в [1] это средняя скорость электронно-ионной лавины V) подобна среднему (5), но содержит единичную функцию. В упрощенном описании имеем

$$V = \int \frac{\partial}{\partial t} f(E) \cdot \eta[E - (E_g - n\hbar\omega)] dE,$$

где E — энергия электрона;

E_g — энергетическая ширина запрещенной зоны;

$\frac{\partial}{\partial t} f(E)$ — обозначение интеграла столкновений кинетического уравнения.

Суть эффекта понятна из рис. 2. Если ударная ионизация вызывается нагретым электроном (нулевой порядок теории возмущений по интенсивности лазерного поля), то в ионизации могут участвовать только электроны, энергия которых превышает порог $\Delta \approx E_g$. Если распределение горячих электронов можно считать квазибольшмановским, то число таких электронов (см. область 1, рис. 2) равно

$$N_0 = C \cdot \exp\left\{-\frac{E_g}{T}\right\},$$

где C — постоянная нормировки;

T — температура в энергетических единицах.

Если ударная ионизация происходит с одновременным поглощением фотона $\hbar\omega$ (первый порядок теории возмущений), то порог принимает вид $E_g - \hbar\omega$, и к процессу подключаются электроны, ставшие "активными". Число таких электронов (см. область 2, рис. 2) равно

$$\begin{aligned} N_1 &= C \cdot \left[\exp\left\{-\frac{E_g - \hbar\omega}{T}\right\} - \exp\left\{-\frac{E_g}{T}\right\} \right] \approx \\ &\approx C \cdot \exp\left\{-\frac{E_g - \hbar\omega}{T}\right\} \gg N_0. \end{aligned} \quad (6)$$

Выполнение неравенства (6) возможно не всегда. Но если оно имеет место, то процесс первого порядка в эксперименте может быть важнее более вероятного процесса нулевого порядка.

Если условия эксперимента таковы, что $2\hbar\omega > E_g > \hbar\omega$, то будет иметь место и процесс второго порядка, т. е. произойдет ударная ионизация, сопровождающаяся поглощением двух фотонов. При этом пороговое условие учитывается функцией

$$\eta[E - (E_g - 2\hbar\omega)] \equiv 1, \quad (7)$$

показывающей, что все электроны становятся активными (см. область 3, рис. 2). В зависимости от параметров системы возможно выполнение неравенств $N_2 \gg N_1$; $N_2 \approx N_1$; $N_2 \ll N_1$.

В первом случае эффект продолжает работать, и процесс второго порядка малости дает больший вклад в наблюдаемые величины, чем процессы с большими вероятностями элементарных актов. Во втором случае вклады процессов первого и второго порядков малости примерно одинаковы (насыщение эффекта изменения пороговых условий). В третьем случае эффект исчерпан, и следующие члены ряда теории возмущений (при $n \geq 2$) монотонно сходятся, давая все меньшие и меньшие вклады в наблюдаемые величины.

Для реальных оценок роли эффекта требуется изучение относительного вклада разных групп активных электронов с учетом вероятности ударной ионизации, происходящей с одновременным поглощением фотонов. Показано в [1], что скорости ударной ионизации

$$\frac{S_n}{S_0} \approx \beta^n \cdot \exp\left\{\frac{n\hbar\omega}{T}\right\}. \quad (8)$$

Если правая часть (8) значительно превосходит единицу, роль эффекта велика; β в формуле (8) — это малый параметр взаимодействия поля с электроном.

Для широкозонного полупроводника в лазерном поле, рассмотренного в работах [1], $S_1 \approx 25S_0$, $S_2 \approx 250S_0$. Величинами S_3 , S_4 и т. д. можно пренебречь.

Другие физические примеры

Приведенный пример показывает, что в сильном лазерном поле при $\hbar\omega \gg T$ эффект изменения пороговых условий может приводить к существенному изменению ожидаемых (наблюдаемых) величин. Однако эффект возможен не только в световых полях, но и при наличии других механизмов передачи энергии. Очень важными являются примеры, связанные с передачей энергии, запасенной электронными возбуждениями (плазмоны, экситоны, электронно-дырочные пары). Эти возбуждения могут создаваться как светом, так и быстрыми частицами или электронным пучком. Электронные возбуждения запасают энергию и передают ее другим частицам, которые начинают участвовать в неупругих процессах.

В работах [4] было изучено испарение кристалла, вызванное рекомбинацией электронно-дырочных пар. При невысоких температурах скорость испарения определяется процессом, учитывающим изменение порогового условия.

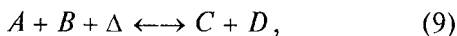
В [5] изучена роль изменения порога в процессе фотодесорбции примесей с поверхности полупроводника. В [6] рассмотрена термо- и фотодесорбция примесей с поверхности диэлектрика, где рассматриваемый эффект также является определяющим. В [7] изучено фотостимулированное образование дефектов и аморфизация кристалла. Отмечено, что в лазерных полях аморфизация может приобрести экстремальные формы — тогда энергия "сверхаморфизованного" состояния так велика, что ее диссипация сопровождается разрушением образца. В [8] рассмотрена диффузия в условиях отжига полупроводников. Считают, что лазерный отжиг идет через стадии "сверхбыстрого" плавления и рекристаллизации решетки. В [8] показано также, что из-за эффекта изменения пороговых условий миграция атомов в твердом теле происходит со скоростями того же порядка, что и в жидкостях. При этом нарушения ближнего порядка решетки может и не быть, т. е. плавление и рекристаллизация отсутствуют.

Заметим, что сам эффект и сопровождающая его немонотонность ряда теории возмущений возможны не только при передаче определенного кванта энергии (энергии фотона, энергии связи экситона и т. п.), но и при передаче произвольной по величине энергии. Это происходит, например, при действии на систему постоянного электрического поля или иной квазипостоянной силы, а также при воздействии фононов или пучка частиц. В этих случаях единичная функция зависит от переменного сдвига порога δ , по которому позже идет интегрирование.

Возможно, что влияние изменения порога способствует катастрофическому старению некоторых полупроводниковых приборов, вызывает фотопластичность кристаллов, деградацию оптических покрытий в мощных лазерных установках, фотографитизацию алмазов, определенным образом влияет на абляцию твердых тел в лазерных полях и на многие другие процессы.

Эффект изменения пороговых условий в химии

Химические реакции рассматривают как квантово-кинетические переходы, в частности, в [9] получены кинетические уравнения для описания химических эндотермических реакций в газовой среде. В работах [10] методы [9] применены для описания таких реакций в лазерных полях. Предполагалось, что без света возможна реакция типа



где A, B — молекулы реагентов;

Δ — энергия, поглощаемая при эндотермической реакции (порог реакции);

C, D (или просто C) — продукты реакции.

Реагенты и продукты реакции описываются гамильтонианами, содержащими энергии связи молекул, изменение которых определяет Δ . Если реакция разрешена, то можно считать, что Δ черпается из поступательных степеней свободы. Поэтому реакция может происходить только при "высоких" температурах, когда скорости относительного движения высоки.

Реакция есть процесс перестройки электронных оболочек, поэтому она характеризуется ненулевым дипольным моментом перехода. Это означает, что столкновение молекул, приводящее к реакции (9), может сопровождаться n -фотонным поглощением. В [10] рассмотрено, что $n = 0, \pm 1$, и получено квантовое кинетическое уравнение для функций распределения реагентов и продуктов реакции $N_{\alpha 1}, N_{\alpha 2}, N_{\alpha 3}, N_{\alpha 4}$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} N_{\alpha 1} = & 2\pi \sum_{\alpha 2, \alpha 3, \beta 4} |v|^2 \sum_{n=0, \pm 1} |\beta|^{2|n|} \delta(\beta_n) \times \\ & \times \{N_{\alpha 1} N_{\alpha 2} (1 \pm N_{\alpha 3}) (1 \pm N_{\alpha 4}) - \\ & - N_{\alpha 3} N_{\alpha 4} (1 \pm N_{\alpha 1}) (1 \pm N_{\alpha 2})\}, \end{aligned} \quad (10)$$

где $\hbar = 1$, $v = v(\alpha 1, \alpha 2, \alpha 3, \alpha 4)$ — матричные элементы переходов между состояниями $\alpha 1, \alpha 2, \alpha 3, \alpha 4$;

$\beta = \beta(\alpha 1, \alpha 2, \alpha 3, \alpha 4, E_0)$ — множитель, учитывающий взаимодействие с полем E_0 ;

верхние знаки соответствуют молекулам бозе-типа, нижние — молекулам фермиевского типа.

Аргумент δ -функции, выражающий закон сохранения энергии, имеет вид

$$\beta_n = \varepsilon_{\alpha 1} + \varepsilon_{\alpha 2} - \varepsilon_{\alpha 3} - \varepsilon_{\alpha 4} - \Delta + n\omega.$$

В уравнение (10) входят квантово-механические вероятности элементарных химических актов: $W_0 = 2\pi |v|^2 \cdot \delta(\beta_0)$ — без поглощения света и $W_{\pm 1} = 2\pi |v|^2 |\beta|^2 \cdot \delta(\beta_{\pm 1})$ — с поглощением или испусканием одного фотона.

В соответствии с теорией возмущений $W_{\pm 1} \ll W_0$, однако отношение скоростей прямых реакций равно

$$Q = \frac{S_1}{S_0} \approx |\beta|^2 \exp\left\{\frac{\omega}{T}\right\}. \quad (11)$$

Отсюда видно [10], что существуют такие значения ω и T , что $Q \gg 1$. Значит, обсуждаемый эффект имеет место и в химии.

Выполнение неравенства $Q \gg 1$ эквивалентно повышению температуры среды. В [10] показано, что из равенства скоростей $S_1 = S_0$ следует соотношение

$$T_1 = \frac{\Delta - \omega}{\Delta} \left[1 + \frac{T_0}{\Delta} \cdot \ln \frac{W_1}{W_0} \right]^{-1} T_0. \quad (12)$$

При этом возможно выполнение неравенства $T_1 \ll T_0$, т. е. реакция с лазерной подсветкой может происходить и при "низких" температурах. За счет этого реакция, например окисления азота, может эффективно протекать при комнатной температуре, хотя и при высоком давлении. Давление в этом случае определяет частоту столкновений, а величина лазерного фотона — эффективность изменения энергетического порога реакции. Естественно связать рассматриваемый эффект с фотосинтезом в листе растения, где, скорее всего, идет двухфотонный процесс.

В [10] отмечено также, что обсуждаемый эффект может привести к активизации реакций, невозможных без "подсветки". Если бы существовала эндотермическая реакция с энергией $\Delta \approx 10$ эВ, то для нее требовалась бы "рабочая" температура порядка 10^5 К. Это температура полностью ионизованной плазмы. Говорить о химических реакциях в этом случае нельзя. Однако согласно (12) такие реакции могут идти при реальных температурах, но при лазерной подсветке. Продукты таких реакций обладали бы феноменальными свойствами [10]: были либо термостойкими, либо выделяли при распаде громадное количество энергии.

Возможные применения эффекта в других науках

Нет принципиальных запретов более широко проявления эффекта изменения пороговых условий в "нефизических" областях. При этом порог может быть связан не с энергией, а любым другим статистическим параметром λ .

Тривиальным примером может служить ситуация с "ансамблем" организмов в условиях недостаточного обеспечения ресурсами. Выживут организмы, которые получают индивидуальную "помощь" (в широком понимании). Если величина Δ характеризует "порог выживания" отдельного организма по параметру λ , а δ — индивидуальная добавка для выделенного организма, то среднее "выживание" будет определяться формулами типа (6) или (11) с соответствующими изменениями обозначений величин и их смысла.

В более сложных ситуациях можно ожидать, что частота квазиравновесных мутаций или изменений гена при воздействии химических факторов резко увеличится при включении дополнительных факторов. Так, если химические и радиационные факторы воздействуют на один ген, то вероятность мутации будет определяться не суммой вероятностей, обусловленных каждым из факторов в отдельности, а соотношениями типа (6) или (11). В этих соотношениях величина T не имеет, конечно, смысла температуры, но должна быть определена так же, как определяется термодинамическая температура (т. е. это

среднее статистическое по ансамблю значение параметра λ , связанного с величинами Δ и δ).

Аналогичные гипотезы могут быть выдвинуты и в экономике (кредитно-финансовые отношения), в социологии, в развитии эпидемий и т. п.

Известно, например, что для ускорения информатизации страны правительство Германии выделяло населению кредиты на приобретение персональных компьютеров. Эффект изменения пороговых условий позволяет оценить величину оптимального кредита (δ), который необходим для обеспечения заданного прироста числа покупок (Δ — стоимость оборудования, T — средние свободные средства в расчете на человека или семью; приближенно T можно определить как средний размер банковских накоплений). Эти представления можно применить к любым целевым кредитам.

В социологии и смежных областях эффект изменения пороговых условий должен учитываться в таких задачах, как способность населения к миграции, "искусственному" увеличению или снижению рождаемости и т. п.

"Искусственное" увеличение рождаемости — это создание условий, когда семье выгодно (в экономическом или каком-либо ином отношении) появление одного ребенка или нескольких детей. Создание таких условий — многофакторная задача, специфическая для каждой социальной группы.

Формулировать и решать подобные задачи целесообразно только для конкретных условий. Однако уже сейчас такие задачи на интуитивном уровне решают в отдельных регионах России: молодым семьям выделяют жилье, стоимость которого уменьшается после рождения первого ребенка и становится равной нулю после рождения определенного числа детей. Очевидно, что при прочих равных условиях — это действенный способ влияния на рождаемость.

Литература

1. Стрекалов В. Н. // ФТТ. 1972. Т. 14. № 5. С. 1563; 1973. Т. 15. № 5. С. 1373.
2. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Квантовая механика. — М.: ФМЛ, 1963.
3. Давыдов А. С. Квантовая механика. — М.: Физматгиз, 1963.
4. Стрекалов В. Н. // ФТП. 1986. Т. 20. № 10. С. 1939; 1988. Т. 22. № 2. С. 315.
5. Стрекалов В. Н. // Поверхность. 1988. № 9. С. 29; 1989. № 11. С. 55.
6. Strekalov V. N., Strekalov D. V. // Phys. Rev. A. 2001. V. 63. P. 032901; 2002. V. 65. P. 062901.
7. Стрекалов В. Н. // Изв. вузов. Сер. Физика. 1988. № 12. С. 90; 1989. № 7. С. 5; Strekalov V. N. // Proc. SPIE. 1998. V. 3244. P. 20; 1998. V. 3244. P. 26.
8. Стрекалов В. Н. // ФТТ. 1985. Т. 27. № 10. С. 3070; ФТП. 1986. Т. 20. № 2. С. 361.
9. Зубарев Д. Н. Неравновесная статистическая термодинамика. — М.: Наука, 1971.
10. Стрекалов В. Н. // ЖТФ. 1979. Т. 49. № 9. С. 1779; 1980. Т. 50. № 5. С. 1067.

Статья поступила в редакцию 7 декабря 2004 г.

Effect of changing threshold conditions (physics, chemistry, biology)

V. N. Strekalov

Moscow State University of Technology "STANKIN", Moscow, Russia

The effect of changing threshold conditions is arising in non-elastic kinetical and statistical processes at presence of external influences. This effect is caused by growth of number of active particles receiving an opportunity to participate in process, as a result of their interaction with other particles and fields. A consequence of the effect is the non monotonous convergence of a sequence of average rates or others kinetical coefficients describing process. This type of a convergence has a place despite of applicability of the perturbation theory and monotonous convergence of a sequence of probabilities of elementary transitions. Such behaviour of kinetical coefficients means that the influence of transitions in the higher orders of the perturbation theory can be more appreciable, than their influence in the solved lowest orders. Therefore in physical, chemical, biological processes possessing threshold nature small perturbations can be more important than more rough or strong influences.

УДК 537.312

Фононное эхо в высокотемпературных сверхпроводниках, содержащих магнитные ионы

И. В. Плешаков, А. А. Нечитайлов, А. П. Паугурт

Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия

Исследовано фононное эхо в $GdBa_2Cu_3O_{7-x}$ и $YBa_2Cu_{2,85}Fe_{0,15}O_{7-x}$. Обнаружены особенности температурных зависимостей времени релаксации и амплитуды сигнала, которые могут быть качественно объяснены свойствами материала, связанными с наличием магнитных ионов.

Потенциальное использование высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) в технических системах различного назначения требует детального знания магнитных свойств этих соединений, а также возможностей управления ими. Вихревая структура проникающего в образец поля и природа существующих в нем центров пиннинга определяют его магнитное поведение. К многочисленным методам изучения последнего следует отнести и наблюдение фононного (радиочастотного) эха, фактически представляющего собой способ бесконтактного возбуждения и регистрации ультразвуковых колебаний в среде с магнитными вихрями. Показать применимость данной методики к исследованию магнитоакустических свойств ВТСП-материалов, модифицированных наличием магнитных ионов, — цель настоящей работы.

В ВТСП фононное эхо впервые было обнаружено и исследовано в [1, 2], причем уже в [1] указывалось, что механизм возбуждения колебаний в образце радиочастотным (РЧ) полем может отличаться от реализующегося в нормальных металлах и низкотемпературных сверхпроводниках. Далее было показано [3, 4], что

эхо в ВТСП действительно обладает существенными особенностями, и его природа должна быть уточнена. В принципе одной из подсистем сверхпроводника, возбуждаемой РЧ-полем, могла бы стать решетка магнитных вихрей, и в некоторых первых работах по эхо-сигналам вихри даже рассматривались как основные осцилляторы, ответственные за образование отклика. Позднее было установлено, что в основе явления лежит возбуждение акустических колебаний частиц порошкообразного образца, синфазно складывающихся в момент образования эха вследствие упругой нелинейности. В целом это верно и для ВТСП [1, 4]. Однако оказывается, что вихревая подсистема играет важную роль в этих процессах [5, 6], а ее динамика может значительно изменяться в среде, обладающей магнитными свойствами. При переходе в магнитоупорядоченное состояние обычные акустические свойства также могут модифицироваться (обнаружено, например, уменьшение скорости звука в точке Нееля в $GdBa_2Cu_3O_{7-x}$ [7]). Поэтому для экспериментов были выбраны материалы, в которых высокотемпературная сверхпроводимость сосуществует с сильным парамагнетизмом, а