зисной плоскости приведена на рис. 2. При понижении температуры ρ_a уменьшается по линейному закону до $T \approx 70$ К, далее по степенному с показателем степени, приблизительно равным двум. Отношение сопротивления при комнатной и гелиевой температурах варьировалось от образца к образцу и составляло $\rho_{300}/\rho_{4,2}=3,5 \div 5$. Относительно небольшое падение сопротивления свидетельствует о слабом электрон-фононном взаимодействии у этого соединения.

Исследование зависимости сопротивления от температуры в области температур выше комнатной обнаружили при $T=303$ К у $C_{10}CuCl_2 \cdot ICl$ скачок сопротивления как в базисной плоскости (ρ_a), так и вдоль оси «c» (ρ_c) — рис. 3. Скачок обусловлен фазовым переходом типа «порядок — беспорядок» и связан с плавлением слоев монохлорида иода в СВГ. Характерный гистерезис $\rho_c(T)$ свидетельствует о фазовом переходе первого рода. Необходимо отметить, что температура фазового перехода у СВГ C_8ICl составляет ~ 306 К, а для $C_{16}ICl$ она равна ~ 310 К. У СВГ $C_{10}CuCl_2$ фазовый переход такого типа не наблюдается. Уменьшение температуры фазового перехода у гетероинтеркалированного соединения связано, по-видимому, с уменьшением энергии взаимодействия молекул монохлорида иода в слое с комплексами $CuCl_2^{6-}$ вследствие электростатического отталкивания.

Появление новых свойств у гетероинтеркалированных соединений по сравнению с моноинтеркалятами открывает интересные перспективы получения СВГ с высокой электропроводностью и химической стойкостью.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Dresselhaus M. S., Dresselhaus G.//Adv. in Phys. 1981. **30**, N 2. P. 139. [2] Krapchev T., Ogilvive F., Dresselhaus M. S.//Carbon. 1982. **20**, N 4. P. 331. [3] Nixon D. E., Parry G. S.//J. Phys. 1969. **2**, N 5. P. 1732. [4] Аким В. Я., Давыдов В. Н., Кульбачинский В. А., Никитина О. М.// //Письма в ЖЭТФ. 1987. **45**, № 12. С. 568. [5] Брандт Н. Б., Давыдов В. Н., Кульбачинский В. А., Никитина О. М.//ФТТ. 1987. **29**, № 6. С. 1001.

Поступила в редакцию
17.06.87

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1988. Т. 29, № 3

УДК 539.21

ЛОКАЛИЗАЦИЯ КОЛЕБАТЕЛЬНЫХ МОД В ПОЛУМАРКОВСКОЙ НЕУПОРЯДОЧЕННОЙ СИСТЕМЕ

С. Д. Бенеславский, И. Б. Копылова

(кафедра физики низких температур)

Исследован процесс распространения акустических колебаний в системе со слабым случайным нарушением периодичности. Рассчитаны корреляционная функция и показатель экспоненциального роста амплитуды колебаний, отражающие периодичность исходной системы.

Обычно при исследовании процесса распространения колебаний в неупорядоченной системе предполагается, что неупорядоченность, связанная со случайными изменениями параметров системы, характеризуется стохастическим процессом марковского типа [1]. Такие модели описывают, как правило, полностью неупорядоченную относительно случайных параметров систему. Если мы рассматриваем распространение акустических колебаний в аморфной однокомпонентной среде (структурный беспорядок) или в двухкомпонентном неупорядоченном сплаве замещения (композиционный беспорядок), то аппроксимация неупорядоченности марковским процессом не вызывает сомнений. Однако существует множество систем, неупорядоченность которых не столь ярко выражена. Приведем пример.

Пусть в неупорядоченной двухкомпонентной среде распространяются акустические колебания:

$$\frac{\partial^2 u(x,\ t)}{dt^2} - v^2(x)\frac{\partial^2 u(x,\ t)}{\partial x^2} = 0, \tag{1}$$

где $u(x,\ t)$ — смещение точек среды, а скорость звука $v(x)$ принимает значения v_1 и v_2 на интервалах случайной длины с плотностью вероятности $f_i(x)$.

В стационарном случае

$$u(x,\ t) = \mathrm{e}^{-i\omega t}u(x). \tag{2}$$

Учитывая (2), представим уравнение (1) в виде

$$\frac{d^2u(x)}{dx^2} + k^2(x)\,u(x) = 0, \tag{3}$$

где $k^2(x) = \omega/v(x) = k^2(1+\varkappa s(x))$, $k^2 = (k_1^2+k_2^2)/2$, $\varkappa = (k_1^2-k_2^2)/(k_1^2+k_2^2)$, $k_1 = \omega/v_1$, $k_2 = \omega/v_2$, а $s(x)$ — случайная величина, принимающая значения $s_i = \pm 1$ $(i = 1,\ 2)$ на интервалах с распределением $f_i(x)$.

Из приведенного определения следует, что процесс $s(x)$ представляет собой альтернирующий процесс восстановления. Хорошо известно [2], что такой процесс не будет удовлетворять уравнению Маркова, если не все распределения $f_i(x)$ экспоненциальны.

Физический смысл отсутствия марковости у процесса $s(x)$ заключается в следующем. Допустим, что мы хотим описать периодическую систему, периодичность которой, однако, слабо и случайным образом нарушена. Это накладывает вполне определенные ограничения качественного характера на распределения $f_i(x)$. Во-первых, очевидно, $f_i(x)$ должны иметь максимум в точках x_i^0, поскольку вероятность перехода из состояния s в состояние $-s$ в точке x на интервале Δx—$-f_i(x)dx$ должна достигать своего максимального значения при $x=x_i^0$. Во-вторых, при $x\to 0$ или $x\to\infty$ распределение $f_i(x)\to 0$. Кроме того, $f_i(x)$ как плотности вероятности должны удовлетворять свойственным им условиям интегрируемости [3]. Из сказанного следует, что процесс $s(x)$ не может быть марковским.

И, наконец, последнее замечание. Предполагаемая в настоящей работе модель является феноменологической в том смысле, что количественные характеристики распределений $f_i(x)$ будем выбирать из соображений удобства, поскольку экспериментальное определение функций $f_i(x)$ затруднительно.

Преобразуем, следуя [1], уравнение (3) в систему двух дифференциальных уравнений первого порядка подстановкой

$$u(x) = r(x)\sin\varphi(x),$$

$$\partial u(x)/\partial x = kr(x)\cos\varphi(x).$$

Тогда

$$\partial\varphi(x)/\partial x = k - \varkappa ks(x)\sin^2\varphi(x),$$

$$\partial r(x)/\partial x = r(x)\,(k - d\varphi(x)/dx)\operatorname{ctg}\varphi(x). \tag{4}$$

Второе из уравнений системы (4) позволяет в компактном виде записать выражение для показателя экспоненциального роста амплитуды колебаний акустических мод:

$$\gamma=\lim_{x\to\infty}\frac{\langle \ln|r(x)|\rangle}{x}=\frac{\varkappa k}{2x}\int\limits_0^x \langle s(x')\sin 2\varphi(x')\rangle\, dx'. \tag{5}$$

Нас в первую очередь будет интересовать эта характеристика акустических колебаний и те ее особенности, которые связаны с немарковостью случайного процесса $s(x)$.

Так как $\varphi(x)$ удовлетворяет дифференциальному уравнению первого порядка, в котором случайная функция $s(x)$ является коэффициентом, то нетрудно написать уравнение, играющее роль уравнения Фоккера—Планка для двумерного случайного процесса (φ, s). Пусть $P_{ij}(\varphi, x)d\varphi$ есть условная вероятность того, что $s(x)=s_j$, если $s(0)=s_i$, а $\varphi(x)\in(\varphi, \varphi+d\varphi)$. Изменение функции $P_{ij}(\varphi, x)$ складывается из изменения, обусловленного переходом системы из состояния $(\varphi-k(1-\varkappa s(x))\sin^2\varphi(x)dx,\ s)$ в состояние (φ, s) при постоянном $s(x)$, и изменения, обусловленного перескоком из состояния $-s(x)$ в состояние $s(x)$. Последнее описывается уравнением [4]

$$\left(\frac{\partial P_{ij}(\varphi, x)}{\partial x}\right)_\varphi=\sum_{k=1}^{2}\int\limits_0^x R_k(x-x')P_{ik}(x')\,dx' -$$

$$-2\int\limits_0^x R_j(x-x')P_{ij}(x')\,dx'. \tag{6}$$

Здесь $R_{1,2}(x)$ есть изображение функции, преобразование Лапласа которой

$$R^*_{1,2}(p)=\frac{pf^*_{1,2}(p)}{1-f^*_{1,2}(p)},$$

где $f^*_{1,2}(p)=\int\limits_0^\infty f_{1,2}(x)e^{-px}dx$— прямое преобразование Лапласа распределения $f_i(x)$. Индекс φ у производной функции P_{ij} означает, что эта производная вычисляется при постоянном φ.

Таким образом, полное изменение функций P_{ij} описывается системой

$$\frac{dP_{ij}}{dx}-\frac{d}{d\varphi}\left[k(1+\varkappa s_j(x))\sin^2\varphi(x)P_{ij}(\varphi, x)\right]=\left(\frac{dP_{ij}}{dx}\right)_\varphi. \tag{7}$$

Уравнения (7) должны быть дополнены условием π-периодичности:

$$P_{ij}(\varphi+2\pi, x)=P_{ij}(\varphi, x) \tag{8}$$

и нормировки

$$\sum_{j=}^{2}\int\limits_0^\pi P_{ij}(\varphi, x)\,d\varphi=1,$$

следующим из самого определения условных вероятностей. В частности, при

$$f_i(x)=c_i e^{-c_i x} \tag{9}$$

уравнения (7) совпадают с приведенными в [1] и соответствуют марковскому случайному процессу.

В общем случае решение задачи (7)—(8) возможно только численно. Поэтому ограничимся приближением, когда $\varkappa \ll 1$. Нетрудно показать, что в этом приближении показатель экспоненциального роста γ определяется выражением

$$\gamma=\frac{\varkappa^2 k^2}{4}\int_0^\infty B(x)\cos 2kx\,dx, \tag{10}$$

где $B(x)$ — корреляционная функция случайного процесса $s(x)$.

Проиллюстрируем поведение γ на примере распределений

$$f_1(x)=f_2(x)=f^{(1)}(x)=4c^2xe^{-2cx} \tag{11}$$

и

$$f_1(x)=f_2(x)=f^{(2)}(x)=ce^{-cx}. \tag{12}$$

Распределение (11) соответствует полумарковскому процессу, а распределение (12), пуассоновское, — марковскому. Выбор численных коэффициентов в (11) обусловлен тем, что мы полагаем

$$\langle x\rangle^{(1)}=\langle x\rangle^{(2)}=1/c.$$

Громоздкие, но стандартные вычисления приводят к следующим выражениям для корреляционных функций $B(x)$ случайных процессов (11) и (12):

$$B_1(x)=[\cos 2cx+\sin 2cx]\,e^{-2cx}, \tag{13}$$

$$B_2(x)=e^{-2cx}. \tag{14}$$

Обратим внимание на осциллирующий характер корреляционной функции $B_1(x)$, отражающий свойство периодичности исходной системы. Разумеется, эти осцилляции быстро затухают, и на расстояниях $x\gg 1/(\sqrt{2}\,c)$ случайные величины $s(x')$ и $s(x'+x)$ независимы.

Подставляя (13) и (14) в (10), получим

$$\gamma^{(1)}=\frac{\varkappa^2 c}{2\left[\left(\frac{k}{c}\right)^4+4\right]}\left(\frac{k}{c}\right)^2. \tag{15}$$

$$\gamma^{(2)}=\frac{\varkappa^2 c}{8\left[\left(\frac{k}{c}\right)^2+1\right]}\left(\frac{k}{c}\right)^2. \tag{16}$$

Таким образом, мы видим, что $\gamma^{(1)}$ и $\gamma^{(2)}$ имеют существенно различное поведение. В то время как $\gamma^{(2)}$ является монотонной функцией k/c, возрастая от $\gamma^{(2)}=0$ при $k/c=0$ до $\gamma^{(2)}=\varkappa^2c/8$ при $k/c\to\infty$, величина $\gamma^{(1)}=0$ при $k/c=0$ и $k/c\to\infty$, достигая своего максимального значения при $k^2=1/(\langle x^2\rangle-\langle x\rangle^2)$. Объясняется это тем, что длинноволновые моды акустических колебаний (случай малых k) нечувствительны к мелкомасштабной случайной неоднородности и распространяются в эффективно усредненной системе, лишенной всякой стохастичности. Такая система, очевидно, не может приводить к локализации колебательных мод, т. е. $\gamma^{(1)}$ и $\gamma^{(2)}\to 0$ при $k/c\to 0$. Однако при $k/c\to\infty$ (коротковолновые моды акустических колебаний) случайные неоднородности начинают заметно влиять на процесс локализации. В случае пуассоновского распределения (12) эти неоднородности тем заметнее, чем меньше характерная длина волны колебательной моды (при $x\to 0$ $f^{(2)}(x)\to\to c$) и, следовательно, тем сильнее выражен процесс их локализации ($y^{(2)}\to\varkappa^2 c/8$ при $k/c\to\infty$). Распределение (11) приводит к тому, что при $x<1/(\sqrt{2}\,c)$ случайные неоднородности исчезают ($f^{(1)}(x)\to 0$ при $x\to 0$) и система становится в большой степени детерминированной, чем и объясняется отсутствие локализации колебательных мод с $k\gg\sqrt{2}\,c$ ($\gamma^{(1)}\to 0$ при $k/c\to\infty$).

Этот вывод также следует из анализа поведения коэффициента прохождения акустических волн $T(k)$. С увеличением размера образца L коэффициент прохождения стремится к предельному выражению [1]:

$$\lim_{L\to\infty} L^{-1}\ln\langle T(k)\rangle = -\frac{\gamma(k)}{2}. \tag{17}$$

Стало быть, в случае пуассоновского распределения случайные неоднородности приводят к затуханию амплитуды колебательных мод вдоль образца, что обусловлено их локализацией около границы. Причем с уменьшением длины волны, как следует из (16) и (17), коэффициент прохождения $T(k)$ экспоненциально убывает. Напротив, в случае распределения (11) коэффициент прохождения $T(k)$ стремится к 1 при $(k/c)\to\infty$. Значение $T(k)=1$ характерно для уравнения (1), когда $v^2(x)=\mathrm{const}$, т. е. когда отсутствует какая-либо стохастичность. Таким образом, мы можем сделать вывод о детерминированном поведении системы при $k/c\to\infty$.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Лифшиц И. М., Гредескул С. А., Пастур Л. А. Введение в теорию неупорядоченных систем. М., 1982. [2] Королюк В. С., Турбин А. Ф. Полумарковские процессы и их приложения. Киев, 1976. [3] Феллер В. Введение в теорию вероятностей и ее приложения. М., 1967. [4] Бурштейн А. И., Жариков А. А., Темкин С. И.//ТМФ. 1986. 66, № 2. С. 253.

Поступила в редакцию
25.09.86

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1988. Т. 29, № 3

УДК 669.017.3,533.77

ВРЕМЕННАЯ И ОРИЕНТАЦИОННАЯ ЗАВИСИМОСТЬ СКОРОСТИ ДЕГАЗАЦИИ НАСЫЩЕННОГО ВОДОРОДОМ ПАЛЛАДИЯ

Г. П. Ревкевич, А. А. Кацнельсон, В. Христов (Болгария)

(кафедра физики твердого тела)

Установлено, что процесс дегазации насыщенного водородом палладия является двухстадийным и скорость дегазации зависит от кристаллографической ориентировки областей β-фазы. Увеличение числа циклов наводороживание — дегазация приводит к стабилизации β-фазы.

Известно, что растворимость водорода в палладии чрезвычайно велика (более чем один атом водорода на один атом палладия), причем достаточно большая величина $n_{\mathrm{H}}/n_{\mathrm{Pd}}$ может быть достигнута, на-