

СПИН-РЕШЕТОЧНАЯ РЕЛАКСАЦИЯ ЯДЕР В ПОЛУКВАНТОВОМ ЖИДКОМ ВОДОРОДЕ

Л.Л.Буишвили, А.И.Тугуши

Приводится конкретный механизм релаксации ядер, естественным образом объясняющий аномальную температурную и концентрационную зависимость времени спин-решеточной релаксации (СРР) ядер в жидком водороде при низких температурах.

В работах ^{1, 2} была экспериментально изучена температурная зависимость времени ядерной СРР T_1 , а также зависимость T_1 от относительной концентрации ортоводорода (K) в жидкости при низких температурах. Для объяснения полученных на опыте результатов были предприняты различные попытки ^{2, 3}, основанные на теории классических жидкостей. Однако, эти теории, как отмечено в ² не смогли дать удовлетворительного объяснения полученных результатов.

В последние годы прочно утвердилась модель, развитая в работах Андреева ^{4, 5}, согласно которой элементарными возбуждениями в полуквантовых жидкостях (ПЖ) наряду с фононами являются совокупности двухуровневых систем (ДУС) с широким спектром расщеплений и почти постоянной плотностью распределения по энергиям расщеплений $\nu(\epsilon) = \nu_0 = \text{const}$. В рамках этой модели, в нашей работе ⁶ было рассчитано время ядерной СРР ПЖ и было показано, что T_1 обратно пропорционально температуре жидкости, что является универсальным свойством ПЖ и, что хорошо согласуется с экспериментальными результатами работы ¹.

В работе ⁶ нами не уточнялся конкретный вид механизма взаимодействия ядерных спинов с элементарными туннельными возбуждениями — ДУС. Поэтому оставался открытым вопрос о зависимости T_1 от относительной концентрации K . Обсудим эффективное взаимодействие, приводящее к связи ядерных спинов с псевдоспинами ДУС.

Элементарные возбуждения будем описывать гамильтонианом:

$$\mathcal{H} = \sum_n \epsilon_n S_n^z, \quad (1)$$

где S — псевдоспины, ДУС, ϵ_n — энергия расщепления ДУС с номером n . Гамильтониан зеемановской энергии ядер имеет вид

$$\mathcal{H} = \omega_0 \sum_i I_i^z \quad (2)$$

ω_0 — частота ЯМР ядер водорода, I — ядерный спин.

Взаимодействие ядерных спинов с фононами и псевдоспинов с фононами во втором порядке теории возмущений будет приводить к косвенному взаимодействию ядерных спинов с псевдоспинами ДУС. Однако, как известно ², непосредственное взаимодействие ядерных

спинов с фононами неэффективно. Гораздо эффективнее косвенный механизм связи ядерных спинов с фононами, обусловленный связью ядер молекул ортоводорода с вращательным моментом молекул, и связью вращательного момента с фононами, т. е. косвенное взаимодействие реализуемое по схеме: $I \sim L \sim$ фононы.

Заметим следующее: в отсутствие взаимодействия молекул ортоводорода с окружающими молекулами их состояния, как известно, трехкратно вырождены по направлениям вращательного момента (у ортоводорода в основном состоянии $L = 1$). Однако, взаимодействие молекулы ортоводорода с окружающими молекулами, как показано в ⁷, приводит к снятию этого вырождения. Характерные интервалы получаемых расщеплений ΔE составляют $\sim 1,5\text{K}$, причем величину расщепления можно представить в виде

$$\Delta E = \alpha + \beta K. \quad (3)$$

Формула (3) указывает на то, что расщепление ΔE обусловлено двумя различными причинами. Первый член — α — описывает расщепление состояний молекулы ортоводорода, обусловленное ее взаимодействием с окружающими молекулами параводорода (очевидно, что α не зависит от относительной концентрации молекул ортоводорода). Вторым членом, βK , описывает расщепление состояний $L_z = 0, \pm 1$, обусловленное связью молекулы ортоводорода с окружающими ее молекулами ортоводорода. Очевидно, что это расщепление пропорционально K . Так как механизм взаимодействия пара-орто и орто-орто молекул различен, то величина расщепления ΔE зависит от K .

Выпишем ту часть полного гамильтониана системы, которая будет нужна для вывода косвенного ядерно-фононного взаимодействия.

$$\mathcal{H} = \mathcal{H}_0 + \mathcal{H}_1, \quad (4)$$

$$\mathcal{H}_0 = \omega_0 \sum_i I_i^z + \Delta E \sum_i L_i^z + \sum_p \omega_p a_p^+ a_p,$$

$$\mathcal{H}_1 = \mathcal{H}_{IL} + \mathcal{H}_{L\Phi}, \quad (5)$$

$$\mathcal{H}_{IL} = A \sum_i (I_i L_i) \quad \mathcal{H}_{L\Phi} = \sum_{ip} C_i^m(p) L_i^m (a_p - a_{-p}^+).$$

Здесь мы для простоты предполагаем, что спектр расщеплений состояний с $L_z = 0, \pm 1$ эквидистантен. $\sum_p \omega_p a_p^+ a_p$ — гамильтониан фононной системы в представлении вторичного квантования, $\sum_p \mathcal{H}_{IL}$ — гамильтониан взаимодействия ядерного спина с вращательным моментом, $\mathcal{H}_{L\Phi}$ — гамильтониан взаимодействия вращательного момента молекул ортоводорода с фононами ².

Исключая орбитальные состояния во втором порядке теории возмущений по оператору \mathcal{H}_1 можно получить гамильтониан косвенного ядерно-фононного взаимодействия, который имеет вид

$$\mathcal{H}_{I\Phi} = \frac{A}{2\Delta E} \sum_{ip} \{ I_i^+ L_i^z C_i^+(p) (a_p - a_{-p}^+) + I_i^- L_i^z C_i^-(p) (a_p - a_{-p}^+) \}. \quad (6)$$

Очевидно, что полученное взаимодействие будет приводить к связи ядерных спинов с псевдоспинами ДУС через поле фононов. Причем, эта связь может быть либо "одномодовой", либо "двухмодовой". "Одномодовая" — типа $\mathcal{H}_{IS}^{(1)} = \sum_{ij} J_{ij} S_i^+ I_j^-$, "двухмодовая" — типа

$$\mathcal{H}_{IS}^{(2)} = \sum_{ijk} J_{ijk} (I_i^+ S_j^- S_k^+ + I_i^- S_j^+ S_k^-).$$

Легко однако заметить, что время СРР ядер, вычисленное с помощью $\mathcal{H}_{IS}^{(1)}$, будет пропорционально числу ДУС на частоте ЯМР, в то время как релаксация, обусловленная взаимодействием $\mathcal{H}_{IS}^{(2)}$ будет более эффективной, так как в этом случае в релаксацию дают

вклад ДУС со всевозможными расщеплениями. Из-за большой ширины спектра ДУС второй механизм будет определяющим.

Из (6) видно, что константа эффективного ядерно-фононного взаимодействия пропорциональна обратной величине ΔE , поэтому и константа взаимодействия J_2 будет также зависеть от обратной величины $\Delta E = \alpha \cdot \beta K$. В силу этой обратной зависимости время СРР ядер будет уменьшаться с ростом относительной концентрации ортоводорода в жидкости. Это заключение согласуется с экспериментальными результатами работы ¹.

Таким образом, предложенный нами механизм релаксации позволяет с единой точки зрения в рамках представлений, развитых в работах ⁴⁻⁶, объяснить аномальное температурное и концентрационное поведение времени СРР ядер водорода при низких температурах.

Литература

1. *Bloom M.* Physica, 1957, 23, 378.
2. *Абрагам А.* "Ядерный магнетизм", М.:ИЛ, 1963.
3. *Moriya T.* Prog. Theor. Phys., 1957, 18, 567.
4. *Андреев А.Ф.* Письма в ЖЭТФ, 1978, 28, 603.
5. *Андреев А.Ф., Косевич Ю.А.* ЖЭТФ, 1979, 77, 2518.
6. *Буишвили Л.Л., Тугуши А.И.* ЖЭТФ, 1980, 79, 1898.
7. *Nakatani T.* Prog. Theor. Phys., 1955, 14, 135.

Тбилисский государственный университет

Поступила в редакцию
26 марта 1984 г.