

АКУСТИЧЕСКИЙ СПИН-ЛОКИНГ

В.А.Голенищев-Кутузов, В.А.Кирсанов, В.Ф.Тарасов

Впервые экспериментально осуществлен акустический спин-локинг, заключающийся в возбуждении акустическими колебаниями уровней квадрупольной квазиэнергии во вращающейся системе координат.

Одна из наиболее интересных особенностей ядерного акустического резонанса связана с квадрупольным механизмом взаимодействия спин-системы с акустическими колебаниями. В этом случае в плоскости, перпендикулярной постоянному магнитному полю H_0 , компоненты магнитного момента I не возбуждаются. Вместо этого появляются прецессирующие поперечные компоненты ядерного электрического квадрупольного момента Q^1 . Однако создаваемое при этом электрическое поле слишком мало, чтобы его можно было зафиксировать экспериментально. В то же время во вращающейся системе координат (ВСК) должны возникать уровни квазиэнергии, спектр которых будет определяться взаимодействием Q с переменным градиентом электрического поля, создаваемым акустическими деформациями.

циями ², что принципиально отличается от случая электромагнитного возбуждения, где квазиэнергия во ВСК имеет зеемановскую природу и определяется взаимодействием поперечной компоненты I с радиочастотным полем H_1 .

Реальное существование уровней квазиэнергии во ВСК при электромагнитном возбуждении доказано наблюдением резонанса ³ и вынужденной индукции ⁴ на этих уровнях. Квантование спин-системы во ВСК непосредственно связано с явлением спин-локинга, при котором время релаксации неравновесной поперечной компоненты магнитного момента $T_{1\rho}$ определяется скоростью обмена энергией между спин-системой и решеткой. Именно поэтому $T_{1\rho} \sim T_1$, где T_1 — время спин-решеточной релаксации в лабораторной системе. Возможность возбуждения резонансными акустическими колебаниями состояния спин-системы, аналогичного спин-локингу, теоретически рассматривалась в работе ⁵.

Экспериментально доказать это можно измерив время $T_{1\rho}$ при акустическом возбуждении. Если имеет место квантование спинов в поле акустической волны то, для $I = 3/2$, согласно ⁶

$$\frac{1}{T_{1\rho}} = \frac{\omega_L^2 / T_D + 0,6(4\omega_a / |\Delta m|)^2 / T_Q}{\omega_L^2 + 0,6(4\omega_a / |\Delta m|)^2}, \quad (1)$$

где $\omega_L = \gamma H'_L$, H'_L — локальное поле, создаваемое на ядре соседними спинами, T_D — время спин-решеточной релаксации диполь-дипольной подсистемы, $\omega_a = \frac{3eQS_{11}\epsilon_1}{16I(2I-1)\hbar}$,

амплитуда акустических деформаций, eQ — величина электрического квадрупольного момента ядра, T_Q — время релаксации квадрупольной квазиэнергии, m — магнитное квантовое число. В соответствии с (1) при увеличении ω_a , если $\omega_a \gg \omega_L$, $T_{1\rho}$ должно стремиться к T_Q . При $\omega_a \ll \omega_L$ $T_{1\rho}$ определяется T_D .

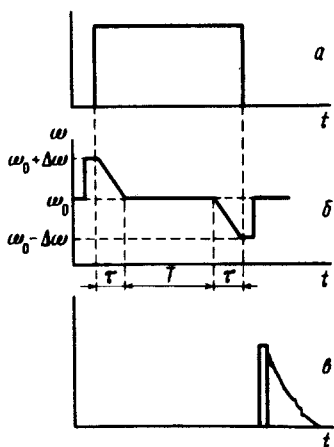


Рис. 1. Временная диаграмма возбуждающих импульсов: а — акустический импульс, б — частота заполнения акустического импульса, в — 90°-ный электромагнитный импульс и сигнал свободной индукции

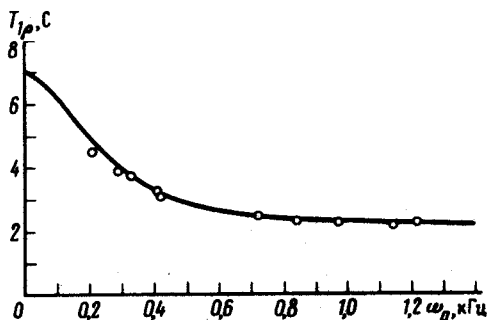


Рис. 2. Зависимость $T_{1\rho}$ от ω_a

Однако в случае акустического возбуждения поперечные компоненты I не создаются и обычные методы измерения $T_{1\rho}$ здесь непригодны. Поэтому нами был разработан новый способ измерения $T_{1\rho}$. В момент включения акустического возбуждающего импульса (рис. 1, а) его частота сдвинута на величину $\Delta\omega$, превышающую ширину линии, относительно резонансного значения ω_0 (рис. 1, б). За время $\tau \ll T_1$ расстройка частоты адиабатически уменьшается до нуля и спин-система переходит в состояние квантования энергии во ВСК, аналогичное спин-локингу. Через время T снова адиабатически вводится расстройка частоты и акустический импульс выключается. В результате намагниченность спин-системы инвертируется, причем ее величина зависит от времени T . Затем включается 90°-ный электромагнитный импульс и наблюдается сигнал свободной индукции (рис. 1, в). Исследуя зависимость амплитуды сигнала от T , можно измерить $T_{1\rho}$.

Эксперименты проводились при комнатной температуре на спин-системе ядер ^{23}Na в монокристалле NaCl . Продольные акустические колебания возбуждались с помощью кварцевого пьезопреобразователя на частоте 20 МГц, соответствующей переходам с $\Delta m = \pm 2$ в резонансном магнитном поле. Полученные экспериментальные значения $T_{1\rho}$ при различных ω_a приведены на рис. 2. Видно, что с увеличением амплитуды акустических деформаций $T_{1\rho}$ уменьшается до 2 с. Для сравнения на рис. 2 сплошной линией показана теоретическая зависимость $T_{1\rho}$ от ω_a , рассчитанная по формуле (1) для $T_D = 7\text{ с}$ и $T_Q = 2\text{ с}$. Полученные результаты показывают, что неравновесное состояние спин-системы, возбуждаемое акустическими колебаниями, не распадается под влиянием процессов спин-спиновой релаксации, характерное время которых $T_2 = 400\text{ мкс}$, а сохраняется в течение времени одного порядка с $T_1 = 14\text{ с}$. Это свидетельствует о наличии во ВСК квазиэнергии, время релаксации которой $T_Q = 2\text{ с}$ отлично от T_D и T_1 . Отметим, что условие сильного резонансного акустического поля $\omega_a > \omega_L = 0,71\text{ кГц}$ в наших экспериментах выполнялось.

Контрольные эксперименты, проведенные в таких же условиях, показали, что при нарушении акустического контакта между пьезопреобразователем и образцом, возбуждающий импульс не оказывает никакого влияния на спин-систему.

Таким образом, можно утверждать, что нами экспериментально осуществлен акустический спин-локинг, заключающийся в возбуждении уровней квадрупольной квазиэнергии во ВСК и сохранении их в течении времени T_1 .

Литература

1. Кессель А.Р. Ядерный акустический резонанс. М.: Наука, 1969.
2. Кессель А.Р., Шакирзянов М.М. ФТТ, 1977, 19, 1535.
3. Redfield A.G. Phys. Rev., 1955, 98, 1787.
4. Мефед А.Е., Ацаркин В.А. Письма в ЖЭТФ, 1977, 25, 233; ЖЭТФ, 1978, 74, 720.
5. Кессель А.Р., Шакирзянов М.М. ЖЭТФ, 1982, 83, 1100.
6. Шакирзянов М.М. Вопросы теории акустического парамагнитного резонанса в сильных акустических полях. Кандидатская диссертация, Казань, КГУ, 1978.