

## ОСЛАБЛЕНИЕ СПИН-ФОНОННОЙ СВЯЗИ КВАДРУПОЛЬНЫХ ЯДЕР В КРИСТАЛЛАХ NaF В УСЛОВИЯХ МАГНИТНОГО НАСЫЩЕНИЯ

© 2023 г. В. М. Микушев<sup>а</sup> \*, А. М. Рочев<sup>а</sup>, Е. В. Чарная<sup>а</sup>, \*\*

<sup>а</sup>Санкт-Петербургский государственный университет, Физический факультет, Петродворец, ул. Ульяновская 1, Санкт-Петербург, 198504 Россия

\*e-mail: v.mikushev@spbu.ru

\*\*e-mail: e.charnaya@spbu.ru

Поступила в редакцию 27.04.2023 г.

После доработки 22.05.2023 г.

Принята к публикации 22.06.2023 г.

Скорость ядерной спин-решеточной релаксации определяется эффективностью взаимодействия тепловых фононов с ядерными спинами. Представлены результаты по снижению эффективности спин-фононной связи путем подавления вклада парамагнитных центров в релаксацию квадрупольных ядер. Подавление достигалось стационарным магнитным воздействием ларморовской частоты. Показано, что, как и в случае присутствия акустического поля, скорость спин-решеточной релаксации ядер  $^{23}\text{Na}$  в кристалле фторида натрия при магнитном насыщении сигнала ЯМР не меняется в области отрицательной средней спиновой температуры. В области положительной спиновой температуры релаксация спинов  $^{23}\text{Na}$  существенно замедляется, при этом восстановление ядерной намагниченности со временем описывается суммой двух экспонент. По мере увеличения интенсивности насыщающего поля растет вклад ядерных спинов с меньшей эффективностью спин-фононной связи, соответствующих экспоненте с большим временем релаксации. Продемонстрировано, что для ядер  $^{19}\text{F}$ , не имеющих квадрупольного момента, эффективность спин-фононного взаимодействия не изменяется в условиях насыщения. Полученные результаты могут быть использованы для исследования структуры реальных кристаллов.

*Ключевые слова:* магнитная квантовая акустика, ядерное спин-фононное взаимодействие, акустическое и магнитное насыщение линии ЯМР, спин-решеточная релаксация, парамагнитные центры

DOI: 10.31857/S0320791923600464, EDN: CQLXPH

### ВВЕДЕНИЕ

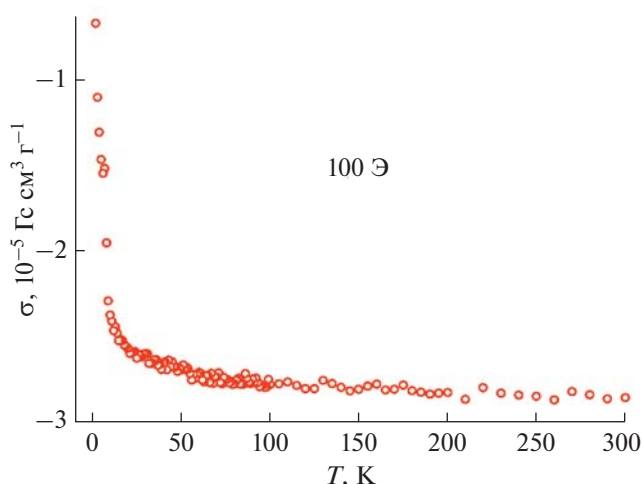
Эффективность спин-фононного взаимодействия определяет скорость спин-решеточной релаксации (СРР) ядер, характеризуемую измеряемым методами ядерного магнитного резонанса (ЯМР) временем  $T_1^\Sigma$  [1]. Для ядер в реальных диэлектрических кристаллах суммарная скорость СРР равна:

$$(T_1^\Sigma)^{-1} = (T_1^{\text{lat}})^{-1} + (T_1^{\text{imp}})^{-1}, \quad (1)$$

где слагаемое  $(T_1^{\text{lat}})^{-1}$  определяется спин-фононной связью в кристаллах с идеальной решеткой, а “примесный” вклад  $(T_1^{\text{imp}})^{-1}$  обусловлен участием парамагнитных дефектов и примесей. Для ядер, обладающих электрическим квадрупольным моментом, “решеточный” вклад возникает за счет динамических градиентов электрических полей, индуцированных тепловыми фононами [2]. Решеточный механизм релаксации квадрупольных ядер доминирует в достаточно чистых образцах,

но роль примесной релаксации возрастает в легированных кристаллах, особенно при температурах ниже комнатной [3, 4]. В то же время, релаксация ядер со спином  $\frac{1}{2}$  практически полностью определяется вторым слагаемым в уравнении (1). Эффективность примесного механизма ядерной СРР и его значительный вклад в величину  $T_1^\Sigma$  даже при малой концентрации парамагнитных центров в объеме кристалла, например, в случае наличия неконтролируемых примесей в специально очищенных образцах, обусловлены сильной связью парамагнитных центров с колебаниями решетки и с ближайшими ядерными спинами, а также участием спиновой диффузии, выравнивающей ядерную намагниченность в объеме образца [3].

В магнитной квантовой акустике для наблюдения акустического ядерного резонанса (АЯР), при котором переходы между ядерными зеемановскими уровнями индуцируются либо бегущей акустической волной, либо диффузно рассеянным акустическим полем резонансной частоты,



**Рис. 1.** Температурная зависимость удельной намагниченности  $\sigma$  кристалла фторида натрия в режиме охлаждения в магнитном поле 100 Э.

применяются два метода [5, 6]. В “прямом” методе АЯР непосредственно регистрируется резонансное поглощение акустической энергии спиновой системой ядер. В методе акустического насыщения сигнала ЯМР исследуется уменьшение разности населенностей спиновых уровней по изменению интенсивности сигнала ЯМР, которое можно трактовать как следствие повышения средней спиновой температуры в ансамбле ядер [7]. Метод насыщения сигнала ЯМР получил существенно большее распространение в силу высокой чувствительности и универсальности. Исследование акустического насыщения сигнала ЯМР квадрупольных ядер показали, что процесс насыщения подобен обратному процессу ядерной СРР. В идеальных кристаллах насыщение происходит за счет акустической модуляции электрических кристаллических полей. Присутствие парамагнитных центров различной природы приводит к появлению дополнительного канала акустического насыщения благодаря локальному перегреву спин-системы ближайших к этим центрам ядер и спиновой диффузии [8–10]. Локальное повышение спиновой температуры ядер вблизи определенного парамагнитного центра подавляет вклад этого центра в примесную релаксацию, что снижает скорость суммарной СРР  $(T_1^{\Sigma})^{-1}$ . Использование акустического насыщения сигнала ЯМР позволило, таким образом, реализовать методику разделения механизмов СРР квадрупольных ядер и измерить в ряде материалов времена  $(T_1^{\text{lat}})^{-1}$  и  $(T_1^{\text{imp}})^{-1}$  путем наблюдения восстановления ядерной намагниченности к своему равновесному значению в условиях насыщения [11–13]. Следует подчеркнуть, что изучение механизмов спин-фононного взаимодействия в различных материалах

является принципиально важным вопросом для многих практических применений [6, 14]. Задачей настоящей работы является исследование возможности разделения решеточного и примесного вкладов в спин-фононное взаимодействие в условиях магнитного насыщения линии ЯМР для квадрупольных ядер натрия в кристалле NaF и сравнение со случаем ядер фтора, не имеющих квадрупольного момента.

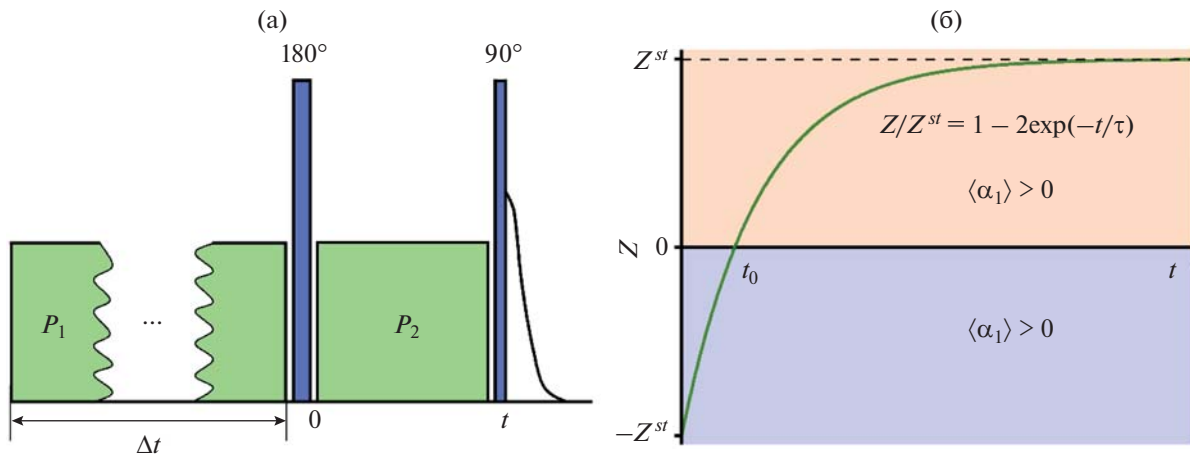
## ОБРАЗЦЫ И МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Образцы были вырезаны из монокристалла фторида натрия NaF вдоль оси симметрии четвертого порядка. Состав исследуемого кристалла был изучен на наличие в объеме примесей, вошедших в решетку в процессе роста. Количественный элементный анализ пробы, взятой из объема кристалла, проводился на оптическом эмиссионном спектрометре с индуктивно связанной плазмой ICPE-9000 (Shimadzu). Анализ показал содержание в исследуемом кристалле NaF примесных атомов в следующих концентрациях: Ca — 310 мг/кг, Mg — 10.5 мг/кг, Fe — 7.9 мг/кг, Zn — 6.1 мг/кг и Sr — 3.1 мг/кг.

Исследование образца NaF на магнитометре MPMS SQUID VSM (Quantum Design) выявило слабый парамагнетизм, обусловленный неконтролируемыми парамагнитными центрами, на фоне диамагнитной намагниченности (рис. 1).

ЯМР измерения проводились на импульсном спектрометре Bruker Avance III 400, оптимизированном для работы с твердыми образцами, при температурах 296 и 155 К. Наблюдалось восстановление намагниченности ядер  $^{23}\text{Na}$  после инверсии  $180^\circ$  импульсом при приложении дополнительного резонансного магнитного насыщающего воздействия.

Ядерная намагниченность при стационарном насыщении характеризовалась фактором насыщения  $Z^{st} = A^{st}/A_0$ , где  $A^{st}$  и  $A_0$  — интегральные интенсивности линий ЯМР  $^{23}\text{Na}$  в присутствии и в отсутствие дополнительного воздействия [15–17]. Для измерения скорости релаксации в условиях насыщения была разработана импульсная последовательность, схема которой изображена на рис. 2а. Перед  $180^\circ$  импульсом включается радиоимпульс  $P_1$  с ларморовской частотой заполнения, длительность  $\Delta t$  которого не меньше  $10T_1^{\Sigma}$ . Интенсивность импульса  $P_1$  в разных измерениях изменяется для создания стационарного насыщения различной степени. В промежутке между  $180^\circ$  и  $90^\circ$  импульсами подается радиоимпульс  $P_2$  такой же мощности, как и  $P_1$ . Длительность импульса  $P_2$  зависит от времени задержки между  $180^\circ$  и  $90^\circ$  импульсами, задаваемым для измерения скорости восстановления ядерной намагниченности. По-



**Рис. 2.** (а) — Импульсная последовательность для наблюдения восстановления ядерной намагниченности в условиях магнитного насыщения линии ЯМР. Дополнительные резонансные радиоимпульсы  $P_1$  и  $P_2$  создают стационарное магнитное насыщение с фактором  $Z^{st}$ . (б) — Восстановление ядерной намагниченности после  $180^\circ$  импульса к  $Z^{st}$ .  $\tau$  — время восстановления,  $t_0$  — время, при котором ядерная намагниченность равна 0.  $\langle \alpha_1 \rangle$  — среднее по объему образца значение обратной спиновой температуры.

сле  $90^\circ$  импульса регистрируется сигнал свободной прецессии, Фурье-преобразование которого дает линию ЯМР. Зависимость интегральной интенсивности линии ЯМР  $A$  от времени задержки  $t$  между инвертирующим и зондирующим импульсами позволяет построить кривую восстановления ядерной намагниченности  $Z(t) = A(t)/A_0$  к стационарному значению, как показано на рис. 2б, и рассчитать время восстановления  $\tau$ .

В присутствии парамагнитных центров, приводящих к неоднородности ядерной намагниченности, вводится средняя по объему образца спиновая температура  $\langle T_I \rangle$  [7]. Величину  $Z$  в этом случае можно выразить через отношение обратной спиновой температуры  $\langle \alpha_I \rangle \equiv \frac{\hbar}{k_B \langle T_I \rangle}$  к обратной температуре решетки  $\alpha_I \equiv \frac{\hbar}{k_B T_I}$  ( $T_I$  — температура решетки):  $Z = \frac{\langle \alpha_I \rangle}{\alpha_I}$ . Таким образом, восстановление ядерной намагниченности на начальном этапе вплоть до момента времени  $t_0$  (рис. 2б) происходит в области отрицательных спиновых температур, а затем для  $t > t_0$  — в области положительных спиновых температур. В отсутствие эффекта подавления примесного вклада в СРР для каждого значения фактора насыщения  $Z^{st}$  суммарное время релаксации  $T_1^\Sigma$  связано с временем восстановления ядерной намагниченности в условиях стационарного насыщения  $\tau$  (рис. 2б) соотношением:

$$T_1^\Sigma = \tau / Z^{st}. \quad (2)$$

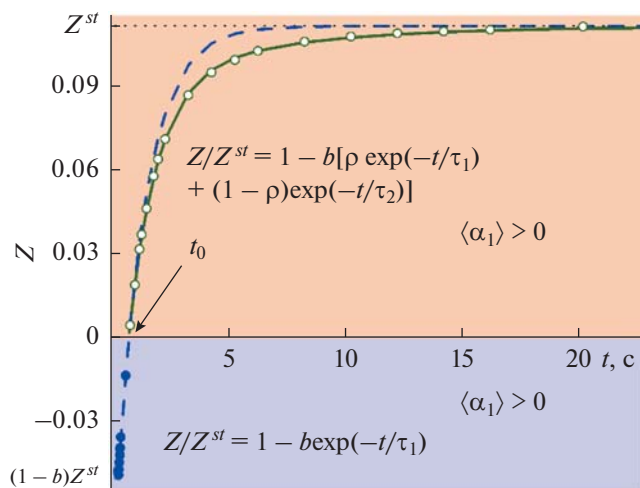
Соотношение (2) является следствием известного уравнения для изменения обратной спиновой температуры под действием резонансного возбуждения и СРР [7]:

$$\frac{\partial \langle \alpha_I \rangle}{\partial t} = \frac{\alpha_I - \langle \alpha_I \rangle}{T_1^\Sigma} - W \langle \alpha_I \rangle = \frac{\alpha_I}{T_1^\Sigma} - \frac{\langle \alpha_I \rangle}{Z^{st} T_1^\Sigma}, \quad (3)$$

где  $W$  — вероятность индуцированных переходов и  $Z^{st} = 1/(1 + WT_1^\Sigma)$ . Решение уравнения (3) показывает экспоненциальное восстановление обратной спиновой температуры к равновесному значению со временем  $\tau$ , подчиняющимся соотношению (2).

### РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Измерения восстановления ядерной намагниченности  $^{23}\text{Na}$  после инверсии  $180^\circ$  импульсом проводились при температурах 296 и 155 К в диапазонах фактора магнитного насыщения от 1 до 0.07 и от 1 до 0.06 соответственно. Полученные в отсутствие насыщения ( $Z^{st} = 1$ ) времена релаксации  $T_1^\Sigma$  равнялись 12.4 и 54.6 с при 296 и 155 К соответственно. Было показано, что ход кривых восстановления  $Z(t)$  при обеих температурах на начальном этапе в области отрицательных спиновых температур был экспоненциальным и характеризовался временами  $\tau_1 = T_1^\Sigma Z^{st}$  в соответствии с выражением (2) при всех значениях фактора насыщения. С учетом неполной инверсии ядерной намагниченности после инвертирующего импульса кривые  $Z(t)$  описывались выражением:



**Рис. 3.** Восстановление ядерной намагниченности после  $180^\circ$  импульса при стационарном насыщении  $Z^{st} = 0.11$  для  $T = 296$  К. Штриховая и сплошная линии построены по формуле (5) с  $\rho = 1$  и  $\rho < 1$  при  $t > t_0$  соответственно.

$$Z(t) = Z^{st} [1 - b \exp(-t/\tau_1)], \quad (4)$$

где  $b$  – численный коэффициент,  $1 < b < 2$ . Таким образом, дополнительное магнитное насыщение не сказывалось на эффективности спин-фононного взаимодействия ядер натрия в области отрицательных средних спиновых температур при любом уровне насыщения.

Одноэкспоненциальный процесс восстановления ядерной намагниченности с временами  $\tau_1 = T_1^{\Sigma} Z^{st}$  наблюдался также и в области положительных средних спиновых температур, но при ограниченных значениях фактора насыщения  $Z^{st} > 0.4$  и  $Z^{st} > 0.7$  для температур 296 и 155 К соответственно. При более сильном насыщении зависимость  $Z(t)$  в области  $\langle \alpha_I \rangle > 0$  ( $t > t_0$ ) описывалась суммой двух экспонент с временами восстановления намагниченности  $\tau_1$  и  $\tau_2 > \tau_1$

$$Z(t) = Z^{st} \{1 - b[\rho \exp(-t/\tau_1) + (1 - \rho)\exp(-t/\tau_2)]\}, \quad (5)$$

где  $\rho$  – весовой коэффициент, характеризующий относительный вклад решеточного механизма релаксации. Появление второй экспоненты с большим временем восстановления ядерной намагниченности демонстрирует снижение эффективности спин-фононного взаимодействия для части ядер и соответствует замедлению скорости СРР  $^{23}\text{Na}$ . В качестве примера на рис. 3 показан ход восстановления ядерной намагниченности при 296 К для стационарного значения фактора

насыщения  $Z^{st} = 0.11$ . Следует подчеркнуть, что возможность расчета кривой восстановления ядерной намагниченности как суммы двух экспонент при достаточно большом насыщении обусловлена высокой точностью измерений, недостижимой в более ранних работах по подавлению примесного механизма релаксации.

Выражение (5) можно распространить на область отрицательных спиновых температур, полагая  $\rho = 1$  при  $t < t_0$ .

На рис. 4 представлены значения весового коэффициента  $\rho$  для “быстрой” СРР с временем восстановления  $\tau_1$ , рассчитанного с помощью выражения (5) по экспериментальным зависимостям восстановления ядерной намагниченности  $^{23}\text{Na}$  для различных значений фактора стационарного магнитного насыщения  $Z^{st}$  при двух температурах.

На рис. 5 показаны зависимости времен восстановления ядерной намагниченности  $\tau_1$  и  $\tau_2$  от фактора стационарного насыщения  $Z^{st}$ . Линейные зависимости между временем  $\tau_1$  и фактором  $Z^{st}$  при двух температурах согласуются с уравнением (2) и с величинами измеренных в отсутствие магнитного насыщения времен  $T_1^{\Sigma}$ . При пороговых значениях фактора стационарного насыщения в области времен  $t > t_0$  появляется вклад более медленного процесса релаксации, который характеризуется временами восстановления  $\tau_2 > \tau_1$ . Доля этого вклада возрастает с уменьшением фактора насыщения.

Одноэкспоненциальная релаксация в области отрицательных спиновых температур при любой интенсивности насыщающего ядерную спиновую систему дополнительного резонансного поля означает, что не происходит подавления примесного механизма. В рамках термодинамического подхода [7] к описанию поведения ядерной спин-системы натрия примесный вклад в спин-фононное взаимодействие является эффективным, если локальная обратная спиновая температура  $\alpha_{loc}$  ближе к обратной температуре решетки  $\alpha_I$ , чем средняя по объему образца обратная спиновая температура  $\langle \alpha_I \rangle$  [18]. В области отрицательных спиновых температур условие

$$|\alpha_{loc} - \alpha_I| < |\langle \alpha_I \rangle - \alpha_I| \quad (6)$$

выполняется всегда, даже в случае локального перегрева ядерной спин-системы вблизи парамагнитных центров до значений  $\alpha_{loc} \approx 0$ .

В области  $t > t_0$  при  $\langle \alpha_I \rangle > 0$  достаточно сильное дополнительное стационарное насыщение приводит к локальному перегреву спин-системы около определенных парамагнитных центров

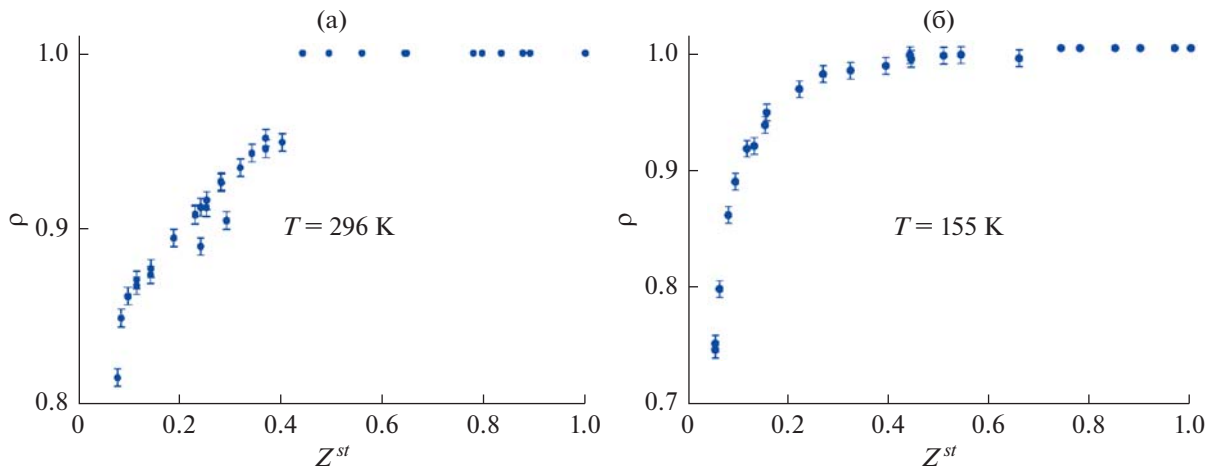


Рис. 4. Весовой коэффициент  $\rho$ , рассчитанный согласно (5) из экспериментальных кривых восстановления ядерной намагниченности  $^{23}\text{Na}$  для различных  $Z^{st}$  при температуре (а) – 296 К и (б) – 155 К.

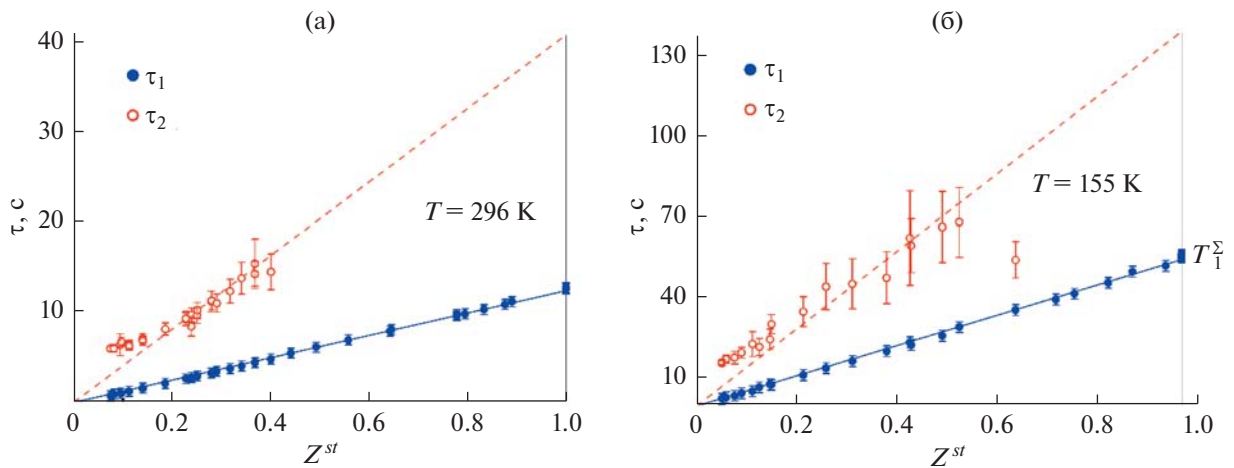
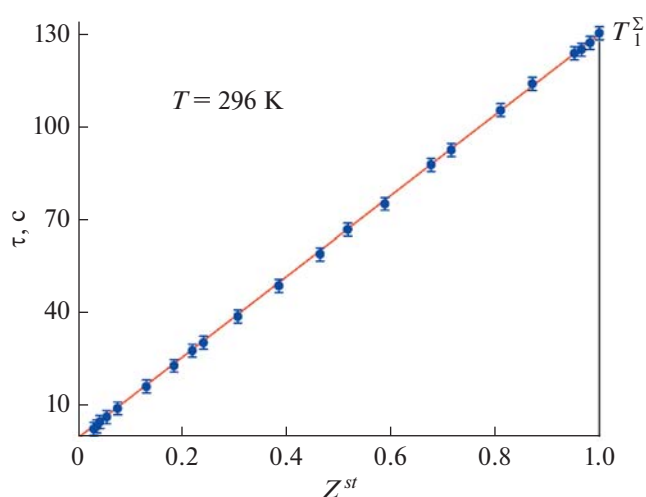


Рис. 5. Времена восстановления ядерной намагниченности  $^{23}\text{Na}$   $\tau_1$  и  $\tau_2$  в зависимости от фактора стационарного магнитного насыщения  $Z^{st}$ .

(понижению локальной обратной спиновой температуры) и к инверсии неравенства (6). Таким образом, происходит подавление примесной релаксации. Поскольку в случае присутствия в кристалле неконтролируемых примесей и точечных дефектов процесс подавления осуществляется при разных уровнях стационарного насыщения для разных парамагнитных центров, следует ожидать постепенного увеличения вклада медленной релаксации с ростом  $Z^{st}$ , что и наблюдается на эксперименте. При этом времена  $\tau_2$  соответствуют времени восстановления ядерной намагниченности только за счет решеточного механизма спин-фононной связи. Отметим, что теоретическая модель перегрева ядерной спин-системы

ядер в условии стационарного магнитного насыщения была предложена в [19].

На рис. 5 видно, что зависимость  $\tau_2$  от фактора стационарного насыщения близка к линейной, как и зависимость  $\tau_1$ . Построенные по рассчитанным значениям  $\tau_2$  проходящие через начало координат прямые должны при  $Z^{st} = 1$  давать по аналогии с уравнением (2) значения времен СРР за счет решеточного механизма спин-фононной связи:  $T_1^{\text{lat}} \approx 40$  с при 296 К и  $T_1^{\text{lat}} \approx 140$  с при 155 К. Полученные оценки согласуются с температурной зависимостью времени спин-решеточной релаксации в идеальных кристаллах, идущей за счет двухфононных рамановских процессов [4, 20].



**Рис. 6.** Время восстановления  $\tau$  намагниченности ядер  $^{19}\text{F}$  в зависимости от фактора стационарного магнитного насыщения  $Z^{st}$  при температуре 296 К.

Измерения восстановления ядерной намагниченности в условиях стационарного магнитного насыщения были проведены нами также для ядер  $^{19}\text{F}$  в том же кристалле NaF. Ядра  $^{19}\text{F}$  имеют спин  $\frac{1}{2}$  и не обладают квадрупольным электрическим моментом. Для дипольных ядер основную роль в СРР играет релаксация за счет парамагнитных центров и спиновой диффузии, тогда как решеточным вкладом можно пренебречь [3, 21]. Кроме того, возможно, что для ядер, не имеющих квадрупольного момента, насыщение реализуется без участия парамагнитных центров. На рис. 6 показана зависимость времени восстановления ядерной намагниченности  $\tau$  от фактора насыщения при комнатной температуре. Как видно из рис. 6, при любых значениях  $Z^{st}$  процесс восстановления ядерной намагниченности к стационарному значению имеет экспоненциальный характер (4) с временами  $\tau$ , соответствующими  $T_1^\Sigma = T_1^{\text{imp}} = 131$  с. Полученный результат подтверждает отсутствие эффекта подавления примесной релаксации для ядер  $^{19}\text{F}$ .

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе реализован метод подавления вклада парамагнитных центров в спин-фонное взаимодействие ядер  $^{23}\text{Na}$ , обладающих квадрупольным электрическим моментом, в условиях магнитного насыщения ядерной спиновой системы. Получено, что эффективность спин-фонного взаимодействия ядер не изменяется при отрицательных средних по объему образца спиновых температурах для любого фактора стационарного магнитного насыщения, как и в случае акустического насыщения. В области положительных спиновых температур СРР ядер  $^{23}\text{Na}$  замедляется при увеличении стационарного насыщения до определенных значений  $Z^{st}$ . При этом происходит подавление примесной релаксации для части ядерной спин-системы. По зависимости времени восстановления ядерной намагниченности от фактора насыщения для этой части ядер оценены времена решеточного вклада в релаксацию при температурах 296 и 155 К. Предложенная методика разделения примесного и решеточного вкладов в релаксацию в условиях магнитного насыщения дает принципиальную возможность исследования примесного состава диэлектрических кристаллов с использованием стандартного оборудования ЯМР.

Измерения проводились на оборудовании Ресурсного центра Научного парка СПбГУ “Центр диагностики функциональных материалов для медицины, фармакологии и нанoeлектроники”. Определение состава и концентрации парамагнитных примесей в образцах проведено в Ресурсных центрах Научного парка СПбГУ “Методы анализа состава вещества” и “Физические методы исследования поверхности”. Жидкий азот предоставлен Криогенным отделом Научного парка СПбГУ.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Абрагам А., Гольдман М. Ядерный магнетизм: порядок и беспорядок: в 2-х томах. М.: Мир, 1984. 660 с.
2. Микушев В.М., Чарная Е.В. Ядерный магнитный резонанс в твердом теле. СПб: Издательство Санкт-Петербургского университета, 1995. 204 с.
3. Хуцишвили Г.Р. Спиновая диффузия // Успехи физ. наук. 1965. Т. 87. № 2. С. 211–250.
4. Бахрамов А., Столыпко А.Л., Чарная Е.В., Шутитлов В.А. Спин-фонное взаимодействие в кристаллах NaCl и NaF, легированных медью // ФТТ. 1986. Т. 28. № 3. С. 844–849.
5. Кессель А.Р. Ядерный акустический резонанс. М.: Наука, 1969. 215 с.
6. Голенищев-Кутузов В.А., Самарцев В.В., Соловаров Н.К., Хабибулин Б.М. Магнитная квантовая акустика. М.: Наука, 1977. 200 с.
7. Гольдман М. Спиновая температура и ЯМР в твердых телах. М.: Мир, 1972. 342 с.
8. Кулешов А.А., Микушев В.М., Столыпко А.Л., Чарная Е.В., Шутитлов В.А. Роль дефектов и спиновой диффузии в электрическом насыщении линии ЯМР в кристаллах GaAs // ФТТ. 1986. Т. 28. № 11. С. 3262–3266.
9. Кулешов А.А., Микушев В.М., Столыпко А.Л., Чарная Е.В., Шутитлов В.А. Роль точечных дефектов в ядерном квадрупольном спин-фонном взаимодействии в диэлектрических кристаллах // Акуст. журн. 1986. Т. 32. № 6. С. 836–838.

10. Кулешов А.А., Микушев В.М., Столыпко А.Л., Чарная Е.В. Акустический ядерный резонанс в условиях бегущей ультразвуковой волны // Акуст. журн. 1989. Т. 35. № 3. С. 473–476.
11. Ефиценко П.Ю., Микушев В.М., Чарная Е.В. Прямое измерение решеточного и примесного вкладов в спин-решеточную релаксацию квадрупольных ядер // Письма в ЖЭТФ. 1991. Т. 54. № 10. С. 583–585.
12. Ефиценко П.Ю., Мавлоназаров И.О., Микушев В.М., Чарная Е.В. Прямое измерение решеточного и дефектного вкладов в спин-решеточную релаксацию квадрупольных ядер в кристаллах GaAs и NaI // ФТТ. 1992. Т. 34. № 6. С. 1753–1758.
13. Мавлоназаров И.О., Микушев В.М. Измерение времени ядерной спин-решеточной релаксации в монокристаллах хлористого натрия в присутствии ультразвука // ФТТ. 1992. Т. 34. № 7. С. 2257–2260.
14. Власов В.С., Голов А.В., Котов Л.Н., Щеглов В.И., Ломоносов А.М., Темнов В.В. Современные проблемы сверхбыстрой магнитоакустики // Акуст. журн. 2022. Т. 68. № 1. С. 22–56.
15. Мавлоназаров И.О., Микушев В.М., Чарная Е.В. Прямое измерение решеточного и примесного вкладов в ядерную спин-решеточную релаксацию в условии магнитного насыщения // Письма в ЖЭТФ. 1992. Т. 56. № 1. С. 15–17.
16. Микушев В.М., Чарная Е.В. Ядерная спин-решеточная релаксация в условиях акустического, электрического и магнитного насыщения // Акуст. журн. 1994. Т. 40. № 1. С. 171–173.
17. Chandul A., Charnaya E.V., Kuleshov A.A., Mikushev V.M., Ulyashev A.M. Impurity Nuclear Spin-Lattice Relaxation Suppression and Charge Exchange of Chromium Ions in a  $\gamma$ -Irradiated Ruby Crystal // J. Magn. Reson. 1998. V. 135. № 1. P. 113–117.
18. Mikushev V.M., Charnaya E.V., Lee M.K., Chang L.-J. Suppression of the defect contribution to nuclear spin-lattice relaxation by long rf magnetic pulses for the particular case of  $^{23}\text{NaCl}$  // Results Phys. 2019. V. 12. С. 1202–1203.  
<https://doi.org/10.1016/j.rinp.2019.01.008>
19. Charnaya E.V., Mikushev V.M., Shabanova E.S. Direct measurements of impurity and lattice components of the nuclear spin-lattice relaxation in  $\text{Al}_2\text{O}_3$  crystals // J. Phys.: Condens. Matter. 1994. V. 6. № 37. P. 7581–7588.  
<https://doi.org/10.1088/0953-8984/6/37/012>
20. Микушев В.М., Уляшев А.А., Чарная Е.В., Chandoul A. Температурная зависимость времени спин-решеточной релаксации квадрупольных ядер в условиях насыщения линии ЯМР // ФТТ. 2002. Т. 44. № 6. С. 1001–2260.
21. Persyn G.A., Nolle A.W. Low- and High-Temperature Magnetic Resonance and Relaxation of NaF:  $\text{Mn}^{2+}$  // Phys. Rev. 1965. V. 140. № 5A. A1610–A1619.  
<https://doi.org/10.1103/PhysRev.140.A1610>