

О СПИНОВОМ ХОЛОДИЛЬНИКЕ ДЛЯ ПАРАМАГНИТНЫХ ПРИМЕСЕЙ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОЛЕЙ

А.Б.Брик, И.В.Матяш, В.К.Безобчук,
А.Л.Лариков

Показано, что реориентирующиеся парамагнитные центры в кристаллах с помощью нерезонансных электрических полей могут быть стационарно охлаждены ниже температуры решетки.

1. Наиболее известный способ охлаждения парамагнитных центров (ПЦ) в кристаллах – адиабатическое размагничивание¹, является одноактным методом. Существуют также циклические способы охлаждения спиновых систем, которые называют спиновыми холодильниками. В монографиях¹⁻³ описаны различные спиновые холодильники для ядерных подсистем, в которых стационарное охлаждение ядер достигается за счет вращения кристаллов в магнитном поле H .

В настоящей статье описан спиновый холодильник качественно нового типа, в котором стационарно охлаждается не ядерная, а электронная подсистема. Работа по охлаждению этой подсистемы выполняется нерезонансным внешним электрическим полем E , воздействующим на электрические диполи реориентирующихся ПЦ.

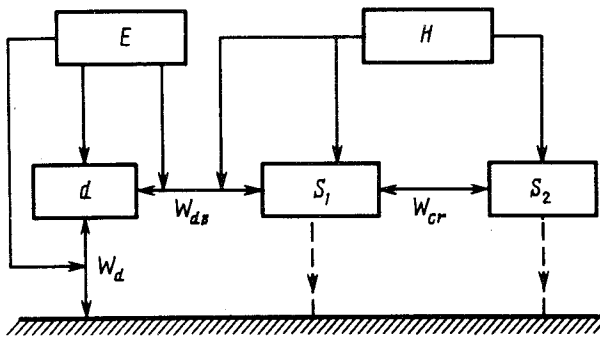


Рис. 1. Схема взаимодействий между различными подсистемами

2. Объектом исследования в данной работе являлись кристаллы кварца с Al-O^- и $\text{Ge}^{3+}(\text{Na})$ -центрами. Al-O^- -центры образуются при изоморфном замещении $\text{Si}^{4+} \rightarrow \text{Al}^{3+}$ в тетраэдре SiO_4 . Парамагнитная дырка (спин $S = 1/2$) локализуется на одном из двух ионов кислорода (назовем их 1 и 2) искаженного примесного тетраэдра AlO_4 . Ион Al^{3+} и ион O^- , на котором локализована дырка, образуют электрический диполь $d = 10 \text{ Д}^4$. Дырка может совершать туннельное движение между позициями кислорода 1 и 2, что соответствует реориентации электрического диполя d . Таким образом с Al-O^- -центрами в кварце связаны как электрические d , так и магнитные S_1 -диполи, см. рис. 1, (магнитные диполи S_2 на этом рисунке соответствуют $\text{Ge}^{3+}(\text{Na})$ -центрам). Поле E снимает ориентационное вырождение диполей d . При этом штарковское расщепление равно $2\Delta_E = (d_1 - d_2)E$, где d_1 и d_2 соответствуют локализации дырки в позиции 1 и 2.

Согласно⁴ поле E влияет на w_d – вероятности реориентации электрических диполей, связанных с Al-O^- -центрами. При $T = 4,2 \text{ К}$ $w_d \sim \Delta_E$, поскольку вероятность w_d обусловлена однофононными процессами, а плотность фононов растет с увеличением Δ_E . Для Al-O^- -центров, при реориентациях электрических диполей d , благодаря спин-орбитальному взаимодействию, возможно также изменение проекции спина на магнитное поле, что ведет к спин-решеточной релаксации (СРР) этих центров⁵. Вероятность таких совместных реориентаций электрических и магнитных диполей w_{ds} для Al-O^- -центров согласно⁵ наиболее велика

тогда, когда штарковская энергия примерно равна зеемановской $2\Delta_E \approx g\beta H$. Непосредственная связь диполей S_1 и S_2 с решеткой, см. рис. 1 пренебрежимо мала.

Для параэлектрических центров изотермически увеличивая поле E , а затем его адиабатически уменьшая (подобно адиабатическому размагничиванию), можно охладить систему электрических диполей, связанных с этими центрами, до температур ниже температуры решетки ¹. Затем со скоростью w_d электрические диполи будут вновь принимать температуру решетки.

Энтропию системы электрических диполей в поле E можно представить в виде ¹:

$$\sigma = Nk \left\{ \ln \left[2 \operatorname{ch} \left(\frac{2\Delta_E}{kT} \right) \right] - \frac{2\Delta_E}{kT} \operatorname{th} \left(\frac{2\Delta_E}{kT} \right) \right\}. \quad (1)$$

Зависимость σ от температуры T для разных значений поля E представлена на рис. 2. Пусть поле E , воздействующее на образец, меняется ступенчато от E_1 к E_2 (см. рис. 2, вставка) с частотой ν_E . Пусть далее $(d_1 - d_2)E_2 \gg (d_1 - d_2)E_1$ и кроме того $(d_1 - d_2)E_1 = g\beta H$. Тогда с учетом приведенных выше сведений о релаксации электрических и магнитных диполей можно положить $w_d(\text{II}) \gg w_d(\text{I})$, а $w_{ds}(\text{II}) \ll w_{ds}(\text{I})$, где индексы I и II указывают полупериоды, при которых $E = E_1$ и $E = E_2$ соответственно. Пусть частота поля E такова, что $w_d(\text{I})/2\nu_E \gg 1$, а $w_d(\text{II})/2\nu_E \ll 1$, т.е. в полупериоды I диполи d успевают, а в полупериод II не успевают прийти в равновесие с решеткой. Тогда состояния системы электрических диполей в моменты времени 1–7 (см. вставку на рис. 2) будут соответствовать представленным на диаграмме рис. 2.

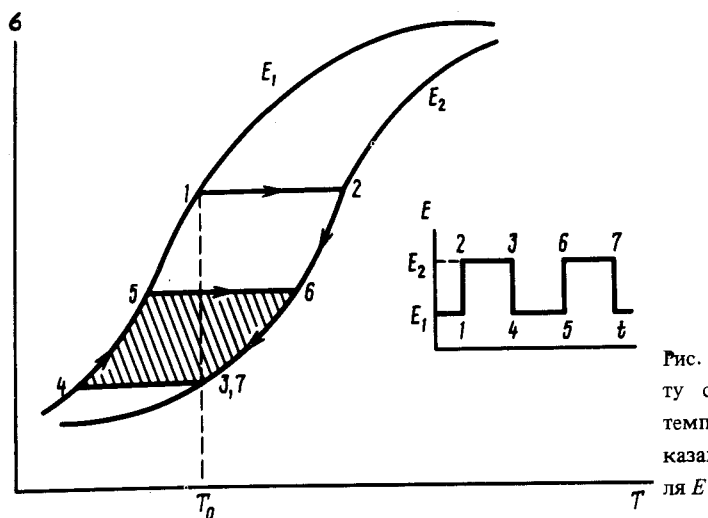


Рис. 2. Диаграмма, поясняющая работу спинового холодильника. T_0 — температура решетки. На вставке показано изменение во времени t поля E

Таким образом система электрических диполей d (см. рис. 1) под действием поля E периодически (в полупериоды I), оказывается охлажденной ниже температуры решетки T_0 . Именно в эти полупериоды вероятность w_{ds} велика, что цикл за циклом будет приводить к охлаждению спиновой системы. В полупериоды II, когда диполи d быстро приходят в равновесие с решеткой, магнитные диполи изолированы от электрических (w_{ds} мало), поэтому система магнитных диполей будет стационарно находиться при спиновых температурах ниже T_0 .

3. Эксперименты проведены при $T = 4,2$ К на супергетеродинном спектрометре ЭПР в трехсантиметровом диапазоне длин волн. Методом непрерывного насыщения сигналов ЭПР установлено, что CPP $\text{Ge}^{3+}(\text{Na})$ -центров в кварце происходит посредством диффузии к Al-O^- -центрам. При этом скорость CPP $\text{Ge}^{3+}(\text{Na})$ -центров $\sim w_{cr}$ (см. рис. 1), где w_{cr} — вероятность кросс-релаксационных переходов, зависящая от ΔH — разности резонансных полей для Al-O^- и $\text{Ge}^{3+}(\text{Na})$ -центров.

При воздействии на образцы кварца с $Al-O^-$ -центрами переменным электрическим полем имеет место эффект увеличения интенсивности их сигналов ЭПР⁶, связанный с квазистационарным увеличением намагниченности этих центров полем E ⁷. Непосредственно на $Ge^{3+}(Na)$ -центры поле E влияния не оказывает. Однако, при воздействии на образцы кварца с $Al-O^-$ - и $Ge^{3+}(Na)$ -центрами переменным полем E (форма поля E с учетом внутренних полей дефектов⁵ была подобна представленной на вставке рис. 2) по мере уменьшения ΔH , кроме увеличения сигналов ЭПР $Al-O^-$ -центров, происходит также стационарное увеличение интенсивности сигналов ЭПР $Ge^{3+}(Na)$ -центров (см. рис. 3). Скорость увеличения интенсивностей сигналов ЭПР $Ge^{3+}(Na)$ -центров после включения поля E определяется w_{cr} и для кривых 2, 3 и 4 равна 2,0; 0,6 и 0,3 с⁻¹ соответственно. Эти значения согласуются с величинами скорости СРР, найденными из кривых насыщения для $Ge^{3+}(Na)$ -центров.

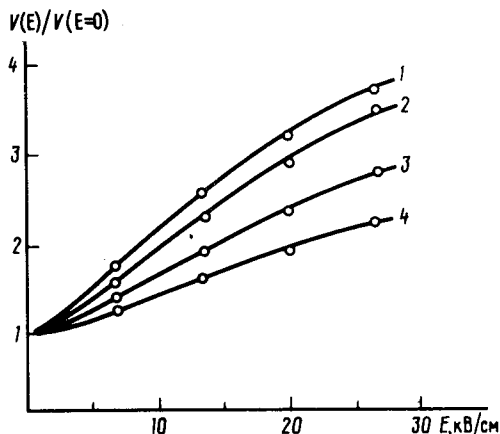


Рис. 3. Зависимость значений интенсивности сигналов ЭПР V от поля E . Кривая 1 соответствует $Al-O^-$ -центрам, кривые 2, 3, 4 — $Ge^{3+}(Na)$ -центрам, для этих кривых ΔH равно 8,5; 15,1 и 26,7 Э соответственно. $V(0)$ — интенсивность сигналов ЭПР при $E = 0$. $\nu_E = 300$ Гц, $T_0 = 4,2$ К

Спиновые температуры T_s , до которых охлаждаются ПЦ можно определить согласно статистике Больцмана из соотношения интенсивностей сигналов ЭПР с полем и без поля $V(E)/V(0) = \text{th}(g\beta H/kT_s)/\text{th}(g\beta H/kT)$. Для кривых 1, 2, 3 и 4 эти температуры оказываются равными 0,6, 1,5, 2,2 и 3,5 К соответственно.

Таким образом в наших экспериментах переменное поле E охлаждает систему $Al-O^-$ -центров, а это охлаждение посредством кроссрелаксации передается $Ge^{3+}(Na)$ -центрам. Рассмотренное охлаждение ПЦ может быть использовано для управления магнитными характеристиками кристаллов полем E в магнитооптических, радиоспектроскопических и других экспериментах.

Литература

1. Киттель Ч. Введение в физику твердого тела. М.: Наука, 1978, с. 791.
2. Джеффрис К. Динамическая ориентация ядер. М.: Мир, 1965, с. 319.
3. Ацаркин В.А. Динамическая поляризация ядер в твердых телах. М.: Наука, 1980, с. 196.
4. De Vos W.J., Volger J. Physica, 1970, 47, 13.
5. Брик А.Б., Вихин В.С. ФТТ, 1986, 28, 820.
6. Брик А.Б. и др. ЖЭТФ, 1980, 79, 1902.
7. Брик А.Б. и др. ФТТ, 1986, 28, 962.