

ЭФФЕКТ УВЕЛИЧЕНИЯ СКОРОСТИ СПИН-РЕШЕТОЧНОЙ РЕЛАКСАЦИИ ТУННЕЛИРУЮЩИХ $[AlO_4]^0$ -ЦЕНТРОВ В КВАРЦЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ПОЛЕМ

А.Б.Брик, А.Л.Лариков, И.В.Матяш

*Институт геохимии и физики минералов АН Украины
252142, Киев, Украина*

Поступила в редакцию 28 декабря 1992 г.

Экспериментально показано, что с помощью внешнего низкочастотного нерезонансного электрического поля можно управлять скоростью спин-решеточной релаксации туннелирующих парамагнитных центров.

1. Исследования электрополевых эффектов на туннелирующих парамагнитных центрах позволяет получать детальную информацию о процессах туннелирования заряженных частиц в твердых телах и о зависимости этих процессов от внешних электрических и магнитных полей ¹.

Алюминиевые $[AlO_4]^0$ -центры в кварце относятся к наиболее изученным парамагнитным туннельным центрам ¹⁻⁵. В работах ³⁻⁵ описан эффект стационарного охлаждения этих центров с помощью внешних электрических полей, в ⁶ эффект уменьшения скорости спин-решеточной релаксации этих центров постоянным электрическим полем, а в ^{1,7} рассчитана энергетическая структура этих центров. В данной работе описан новый электрополевой эффект на $[AlO_4]^0$ центрах в кварце.

2. Эксперименты проведены при $T = 4,2$ К на супергетеродинном ЭПР-спектрометре трехсантиметрового диапазона. Методика приложения к образцам электрических полей была аналогична описанной в работах ^{1,4,5}.

Были исследованы образцы синтетического плеохроичного кварца с относительными концентрациями $c = N/N_{max}$, равными 0,05, 0,11, 0,18, 0,40, 0,70, и 1,0 (N_{max} соответствует примерно 10^{18} см⁻³). Образцы с разной концентрацией были получены путем отжига в муфельной печи.

На образцах с малой концентрацией $[AlO_4]^0$ -центров ($c < 0,18$) нами зафиксировано резкое увеличение интенсивностей сигнала ЭПР центров при воздействии на образец переменным электрическим полем E_{\sim} (см. кривую 1 на рис.1). Кривая 2 на этом рисунке приведена для сравнения и характеризует эффект, описанный в работах ³⁻⁵, который наблюдается в образцах с большой концентрацией центров. Эффект, представленный кривой 1 (в отличие от эффекта, представленного кривой 2), наблюдается лишь при насыщении сигналов ЭПР микроволновым полем. Этот эффект зафиксирован нами в диапазоне частот электрического поля $200 \leq \nu_E \leq 800$ Гц и при мощностях микроволнового поля $P > 0,01$ мВт.

Для выяснения механизма обнаруженного эффекта нами изучено влияние поля E_{\sim} на экстремум кривых насыщения сигналов ЭПР. Установлено, что в образцах с концентрацией центров ($c > 0,7$) поле E_{\sim} практически не влияет на кривые насыщения, а в образцах с $c < 0,4$ сдвигает экстремум кривых насыщения в область больших мощностей. Для условий эксперимента, соответствующих кривой 1 на рис.1 этот сдвиг составил ~ 15 дБ. Описываемый эффект зафиксирован нами при двух ориентациях электрического и магнитного

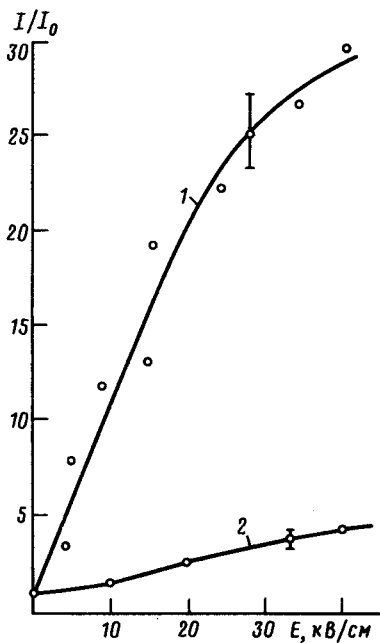


Рис.1. Зависимости увеличения интенсивностей сигналов ЭПР от амплитуды переменного электрического поля. Кривые 1 и 2 относятся к образцам с относительной концентрацией $c = 0,11$ и $1,0$ соответственно. I_0 - интенсивность сигнала при $E = 0$, $T = 4,2\text{ К}$, $H \parallel E \parallel L_3$, $\nu_E = 300\text{ Гц}$, $P \approx 0,1\text{ Мвт}$

полей, при $H \parallel E \parallel L_2$ и $H \parallel E \parallel L_3$, здесь L_2 и L_3 оси второго и третьего порядка кристалла. Существенных отличий эффекта при этих ориентациях не обнаружено.

3. Радиоспектроскопические и структурные характеристики $[\text{AlO}_4]^0$ -центров описаны в работах ¹⁻⁸. С этими центрами, кроме магнитного, связан также электрический дипольный момент d , образованный ионом Al^{3+} и ионом O^- , на котором локализована парамагнитная дырка ²⁻⁵. Дырка может совершать туннельное движение между различными позициями ионов кислорода (назовем их 1 и 2), что соответствует реориентации электрического диполя от d_1 к d_2 ^{2,3}.

Из-за наличия в кристалле внутренних ориентированных электрических полей E_i , обусловленных дефектами решетки, двухъямный потенциал, в котором движется дырка, будет искажен ^{2,4-6} на величину $2\Delta_i = (d_1 - d_2)E_i$. Функцию распределения этих искажений можно аппроксимировать выражением ⁵:

$$f(\Delta_i) = \frac{1}{\sqrt{\pi}\Delta_0} \exp \left[- \left(\frac{\Delta_i}{\Delta_0} \right)^2 \right], \quad (1)$$

где Δ_0 - ширина функции распределения. При воздействии на кристалл внешнего электрического поля E_{\sim} искажение двухъямного потенциала определим выражением $2\Delta_j = 2\Delta_i + 2\Delta_E$, где $2\Delta_E = (d_1 - d_2)E_{\sim}$. Таким образом, внешнее электрическое поле E_{\sim} будет периодически сдвигать функции распределения искажений двухъямных потенциалов, см. рис.2а.

Спин-решеточная релаксация $[\text{AlO}_4]^0$ -центров в кварце обусловлена ⁶ быстрорелаксирующими центрами (БРЦ), для которых, см. рис.2б, штарковская энергия оказывается примерно равной зеемановской энергии $2\Delta_j \approx g\beta H$. Для БРЦ зеемановские уровни с различной проекцией спина на магнитное по-

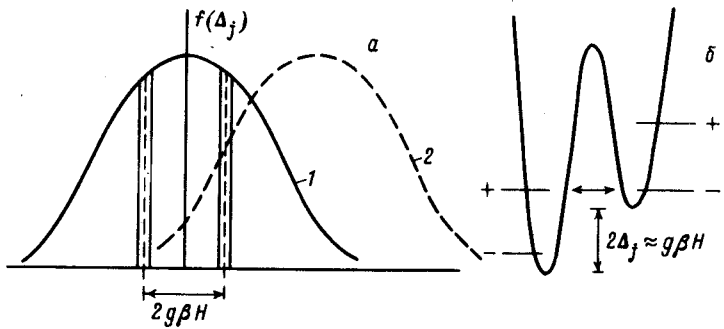


Рис.2. *a* – Вид функции распределения искажений двухъямных потенциалов при отсутствии (1) и наличии (2) внешнего электрического поля. Области искажений соответствующие быстрорелаксирующим центрам выделены штриховкой. *б* – Двухъямный потенциал для случая, когда $g\beta H \approx 2\Delta_j$, обозначения "+" и "-" указывают проекцию спина на магнитное поле

ле центров, находящихся в разных ямах, оказываются вырожденными, см. рис.2б, что увеличивает туннелирование, а также скорость спин-решеточной релаксации центров ⁶.

В образцах с большой концентрацией спин-решеточная релаксация основной массы центров происходит посредством спиновой диффузии к БРЦ ^{5,6}. В образцах с малой концентрацией центров спиновая диффузия, очевидно, затруднена. Однако при наложении на образец переменного электрического поля, в различные части периода этого поля разные центры оказываются в роли БРЦ, см. рис.2а. Это ведет к эффективному увеличению скорости спин-решеточной релаксации центров, поскольку разные центры релаксируют именно в те интервалы времени, когда они оказываются в роли БРЦ. Таким образом в рассматриваемом случае время спин-решеточной релаксации $[\text{AlO}_4]^{0-}$ центров будет функцией внешнего электрического поля, то есть $T_1 = T_1(E_{\sim})$. Зависимость интенсивности сигнала ЭПР от напряженности микроволнового поля H_1 в простейшем случае можно определить выражением ³:

$$I = H_1 \Delta N (1 + 2T_1 W)^{-1}, \quad (2)$$

где ΔN – разность населенностей зеемановских уровней в состоянии равновесия спинов с решеткой, W – вероятность переходов индуцируемых микроволновым полем, причем $W \sim H_1^2$ ⁹. При включении поля E_{\sim} под T_1 в (2) следует понимать $T_1(E)$. Тогда для отношения интенсивностей сигналов ЭПР с полем и без поля можно записать:

$$\frac{I(E)}{I_0} = \frac{1 + 2T_1 W}{1 + 2T_1(E)W}. \quad (3)$$

При насыщении сигналов ЭПР, то есть при $2T_1 W \gg 1$ и $2T_1(E)W \gg 1$, выражение (3) представим в виде

$$I(E)/I_0 = T_1^{-1}(E)/T_1^{-1}. \quad (4)$$

Таким образом увеличение интенсивностей сигналов ЭПР определяется отношением скоростей релаксации центров при наличии и в отсутствие поля E_{\sim} .

Рассмотренная выше модель, очевидно, слишком упрощена для проведения количественного сопоставления с экспериментом. Вместе с тем формулы (3,4), с учетом сказанного выше о механизме релаксации $[AlO_4]^0$ -центров, позволяет легко объяснить ход кривой I на рис.1.

Симметричные характеристики традиционных электрополевых эффектов в интенсивностях сигналов ЭПР определяются симметрией пьезоэлектрического тензора кристалла^{10,11}. Поскольку в нашем случае эффект имеет место также при $E \parallel L_3$ (когда пьезоэффект отсутствует), то это указывает, что по симметричным характеристикам рассмотренный эффект качественно отличается от традиционных.

Обнаруженный эффект, кроме очевидного использования для целей усиления интенсивностей сигналов ЭПР в малоцентрированных образцах, может быть использован для получения детальной информации о процессах туннелирования и процессах спиновой диффузии в системе парамагнитных центров.

Работа выполнена в рамках проекта, финансируемого ГКНТ Украины.

-
1. А.Б.Ройцин, А.Б.Брик, В.Л.Гохман, ЖЭТФ **94**, 134 (1988).
 2. W.J.De Vos, J.Volger, Physica **17**, 13 (1970).
 3. А.Б.Брик, И.В.Матяш, В.К.Безобчук, А.Л.Лариков, Письма в ЖЭТФ **50**, 247 (1989).
 4. А.Б.Брик, И.В.Матяш, Г.А.Такзей, А.М.Костышин, ФТТ **28**, 962 (1986).
 5. А.Б.Брик, ФТТ **27**, 156 (1985).
 6. А.Б.Брик, В.С.Вихнин, ФТТ **28**, 1183 (1986).
 7. В.Л.Гохман, А.Б.Ройцин, А.Б.Брик, ФТТ **34**, 238 (1992).
 8. R.H.D.Nuttal, and J.A.Weil, Can J. Phys. **59**, 1696 (1981).
 9. Ч.Пул. Техника ЭПР-спектроскопии. М: Мир, 1970.
 10. В.Б.Мимз. Электрополевой эффект в парамагнитном резонансе, Киев: Наукова думка, 1982.
 11. Электрические эффекты в радиоспектроскопии. Под ред. М.Ф.Дейгена, Киев: Наукова думка, 1981.