

- [4] J. Ferguson, H. J. Guggenheim, Y. Tanabe. *J. Appl. Phys.*, **36**, 1046, 1965.
 [5] А. Е. Никифоров. ФТТ, **7**, 1248, 1965; Ю. А. Шерстков, В. И. Непша, А. Е. Никифоров, В. И. Черепанов. *Письма ЖЭТФ*, **3**, 401, 1966.
 [6] Ю. В. Яблоков, В. А. Гапоненко, А. В. Яблов, Т. Н. Жихарев. ФТТ, **15**, 337, 1973.
 [7] В. Я. Митрофанов, Д. С. Фарберов, А. Е. Никифоров, А. Н. Мень. *ДАН СССР*, **207**, 1088, 1972; В. А. Гапоненко, М. В. Еремин, Ю. В. Яблоков. ФТТ, **14**, 3420, 1972.
 [8] S. A. Bates, R. F. Jasper. *J. Phys. C: Sol. St.*, **4**, 2330, 1971.

Уральский государственный
 университет им. А. М. Горького
 Институт металлургии УНЦ АН СССР
 Свердловск

Поступило в Редакцию
 7 февраля 1973 г.
 В окончательной редакции
 23 мая 1973 г.

«КВАДРУПОЛЬНЫЕ» ЭХО В СИСТЕМАХ С ДИПОЛЬ-ДИПОЛЬНЫМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕМ

Ю. Н. Москваич, Н. А. Сергеев, Г. И. Доценко

Хорошо известно [1, 2], что импульсные эксперименты по эхо в твердых телах, содержащих изолированные пары ядер с $I = 1/2$, могут быть описаны рассмотрением данных пар как частиц с $I = 1$. Гамильтониан, описывающий энергетические уровни двухспиновой системы, при этом подобен гамильтониану квадрупольного взаимодействия. Недавно Аллен и другие [3] показали, что эхо после последовательности двух или трех импульсов от изолированной трехспиновой системы (группы CH_3 в CH_3COOD), совершающей быстрое туннельное вращение [4], можно объяснить аналогичным образом, если рассматривать трехспиновую систему как одну квадрупольную частицу с $I = 3/2$. В настоящей работе показано, что подобные «квадрупольные» эхо могут наблюдаться и в случае классического вращения трехспиновой системы, состоящей из трех ядер с $I = 1/2$.

Рассмотрим изолированную трехспиновую систему, совершающую вращательное движение вокруг фиксированной оси, нормальной к плоскости треугольника, с частотой $\omega_{\text{вр}}$. Гамильтониан взаимодействия в этом случае имеет вид [5, 6]

$$\mathcal{H} = \mathcal{H}_{\text{зеем}} + \mathcal{H}_1 + \mathcal{H}_2(t),$$

где $\mathcal{H}_{\text{зеем}}$ — гамильтониан зеемановского взаимодействия, \mathcal{H}_1 и $\mathcal{H}_2(t)$ соответственно не зависящие и зависящие от времени части гамильтониана диполь-дипольного взаимодействия $\mathcal{H}_{\text{д-д}}^0$. Если $\omega_{\text{вр}}$ намного больше ширины спектра ЯМР жесткой трехспиновой системы, то $\mathcal{H}_2(t)$ дает вклад в экспериментально ненаблюдаемые крылья линии ЯМР и поэтому может быть опущен [5, 6]. Тогда

$$\mathcal{H} = \mathcal{H}_{\text{зеем}} + \mathcal{H}_1 = -\gamma\hbar \sum_{i=1}^3 I_z^i + a \sum_{i < j} (I^i \cdot I^j - 3I_z^i I_z^j). \quad (2)$$

Здесь

$$a = 1/3 (A_{12} + A_{23} + A_{13}); \quad A_{ij} = \frac{\hbar^2 \gamma^2}{2r_{ij}^3} (3 \cos^2 \theta_{ij} - 1),$$

r_{ij} — расстояние между i и j спинами трехспиновой системы, θ_{ij} — угол между магнитным полем \mathbf{H}_0 и \mathbf{r}_{ij} .

В качестве базисных волновых функций удобно выбрать следующие волновые функции

$$\left. \begin{array}{l}
| \alpha \alpha \alpha \rangle, \\
\frac{1}{\sqrt{3}} (| \alpha \alpha \beta \rangle + | \alpha \beta \alpha \rangle + | \beta \alpha \alpha \rangle), \\
\frac{1}{\sqrt{3}} (| \beta \beta \alpha \rangle + | \beta \alpha \beta \rangle + | \alpha \beta \beta \rangle), \\
| \beta \beta \beta \rangle, \\
\frac{1}{\sqrt{2}} (| \alpha \beta \alpha \rangle - | \alpha \alpha \beta \rangle), \\
\frac{1}{\sqrt{2}} (| \beta \alpha \beta \rangle - | \beta \beta \alpha \rangle), \\
\frac{1}{\sqrt{6}} (2 | \beta \alpha \alpha \rangle - | \alpha \beta \alpha \rangle - | \alpha \alpha \beta \rangle), \\
\frac{1}{\sqrt{6}} (2 | \alpha \beta \beta \rangle - | \beta \alpha \beta \rangle - | \beta \beta \alpha \rangle),
\end{array} \right\} \begin{array}{l}
\text{— кватрет } (J = 3/2); \\
\text{— дублет I } (J = 1/2); \\
\text{— дублет II } (J = 1/2).
\end{array} \quad (3)$$

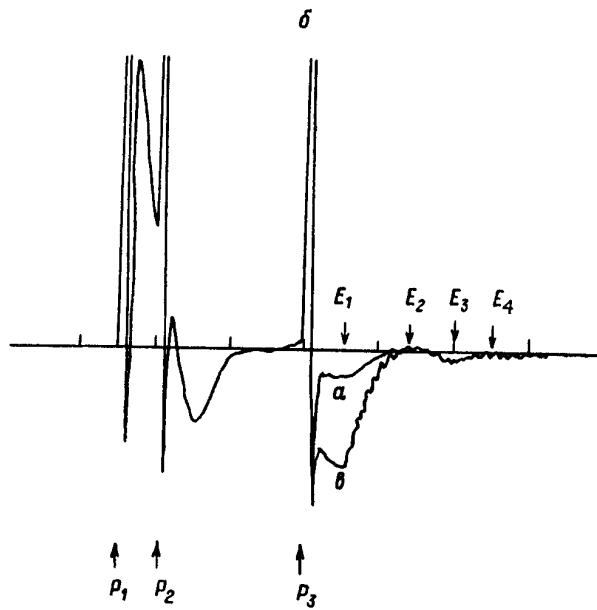
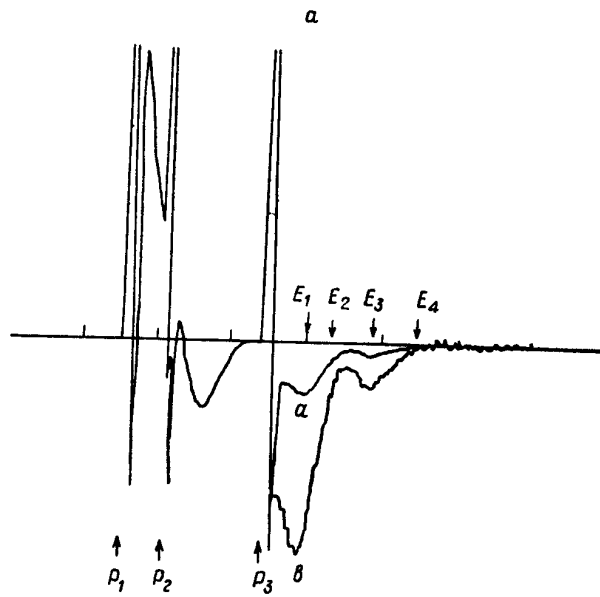
В выбранном базисе (3) гамильтониан (2) имеет диагональный вид, причем \mathcal{H}_1 имеет отличные от нуля матричные элементы только между состояниями с волновыми функциями кватрета $J=3/2$. Это позволяет рассматривать вращающуюся трехспиновую систему, по аналогии с [3], как сумму трех квазичастиц: квазичастицы со спином $3/2$ и двух квазичастиц со спином $1/2$. Гамильтониан взаимодействия для квазичастицы с $J=3/2$ может быть записан, исходя из выражения (2), в следующем виде

$$\mathcal{H} = -\gamma \hbar H_0 \mathcal{J}_z - \frac{a}{2} [3J_z^2 - J(J+1)], \quad \mathcal{J}_z = I_{z1} + I_{z2} + I_{z3} \quad (4)$$

Спектр ЯМР гамильтониана (4) есть триплет $\omega_0 + 3a$, $\omega_0 = \gamma H_0$, $\omega_0 - 3a$ с интенсивностями 3 : 4 : 3. Поскольку \mathcal{H}_1 в (2) имеет нулевые матричные элементы для дублетов I и II, то спектр ЯМР от квазичастиц с $J = 1/2$ есть одиночные линии на резонансной частоте ω_0 с одинаковыми интенсивностями 1 : 1. Очевидно, что суммарный спектр ЯМР совпадает со спектром вращающегося треугольника, рассчитанным Эндрю и Берзоном [7]. Гамильтониан (4) по виду совпадает с гамильтонианом квадрупольной частицы с $I = 3/2$, и поэтому следует ожидать, что квазичастицы с $J = 3/2$ ведут себя аналогично квадрупольной частице с $I = 3/2$ в сильном магнитном поле, взаимодействующей с градиентом электрического поля в месте расположения частицы.

Для экспериментальной проверки этого предположения нами использовалась последовательность трех когерентных импульсов $90^\circ - \tau_1 - \beta_1 - \tau_2 - \beta_2$, где β_1 и β_2 — длительности второго и третьего импульсов в фазе с первым импульсом, τ_1 и τ_2 — соответствующие интервалы между импульсами. Мэнсфилд и другие [8] показали, что для такой последовательности импульсов система квадрупольных спинов с $I = 3/2$ дает четыре эха при $(2\tau_1 + \tau_2)$, $2\tau_2$, $(\tau_1 + 2\tau_2)$, $2(\tau_1 + \tau_2)$, если $\tau_2 \leq T_2$. Для больших τ_2 наблюдается лишь одно стимулированное эхо при $(2\tau_1 + \tau_2)$.

На рисунке приведены результаты эксперимента, проведенного при комнатной температуре на поликристаллическом образце сульфаминовой кислоты NH_3SO_3 , в которой имеются подвижные группы NH_3 [9]. Эксперимент проводился на импульсном спектрометре SXP 4-100 на частоте 90 Мгц с использованием фазового детектирования. На рисунках видны сигналы свободной индукции после первого импульса, эхо после второго импульса, наблюдаемое, как и в случае реальной квадрупольной системы с $I=3/2$, при $t=2\tau_1$ [10], и стимулированные эхо после третьего импульса. В соответствии с [8] увеличение τ_2 до $\tau_2 > T_2$ (см. рисунок, б) приводит к исчезновению эхо E_3 и остается одно лишь первое стимулированное эхо E_1 . Эхо после третьего импульса в выделены большим усилением при записи



Эхо от протонов группы NH_3 в порошке сульфаминовой кислоты при комнатной температуре после последовательности импульсов $90^\circ - \tau_1 - 40^\circ - \tau_2 - 90^\circ$.

P_i — импульсы, E_i — вычисленные положения эхо от реальной квадрупольной системы с $I=3/2$ после третьего импульса; $t_{\omega}^{90^\circ} = 4.3$ мксек., $\tau_1 = 27$ мксек., горизонтальный масштаб — 50 мксек. на деление.
 τ_2 , мксек.: а — 70, б — 100.

на самописец, а позволяет соотнести амплитуды эхо к амплитуде сигналов свободной индукции.

Авторы выражают благодарность Э. И. Федину и А. Л. Блюменфельду за оказанное содействие в проведении эксперимента и А. Г. Лундину за интерес к работе.

Л и т е р а т у р а

- [1] D. S. Metzger, J. R. Gaines. Phys. Rev., 147, 644, 1966.
- [2] G. Siegle. Z. Naturforsch., 23a, 1194, 1968.
- [3] P. S. Allen, W. Harding, P. Mansfield. J. Phys. C: Sol. St. Phys., 5, 189, 1972.
- [4] J. H. Freed. J. Chem. Phys., 43, 1710, 1965.
- [5] А. Абрагам. Ядерный магнетизм. ИЛ, М., 1963.
- [6] И. В. Александров. Теория ядерного магнитного резонанса. «Наука», М., 1968.
- [7] E. R. Andrew, R. Bersohn. J. Chem. Phys., 18, 159, 1950.
- [8] P. Mansfield, D. E. MacLaughlin, J. Butterworth. J. Phys. C: Sol. St. Phys., 3, 1071, 1970.
- [9] S. Fujiwara, I. Yamaguchi. Bull. Chem. Soc. Japan, 31, 786, 1958.
- [10] I. Solomon. Phys. Rev., 110, 61, 1958.

Институт физики
им. Л. В. Киренского СО АН СССР
Красноярск

Поступило в Редакцию
23 мая 1973 г.

ИЗМЕНЕНИЕ ДИСЛОКАЦИОННОЙ СТРУКТУРЫ КРЕМНИЯ ПРИ ОБЛУЧЕНИИ ИОНАМИ СРЕДНИХ ЭНЕРГИЙ

*П. В. Павлов, В. И. Пашков, В. М. Генкин,
Г. В. Камаева, В. И. Никишин,
Ю. Н. Огарков, Г. И. Успенская*

В последнее время возрос интерес к структурным изменениям, происходящим в материале при облучении ионами средних энергий. Известно [1], что возникающие при этом нарушения проникают на глубины, в десятки раз превышающие ширину имплантированного слоя. В настоящей статье показано, что облучение кремния ионами вызывает структурные изменения, охватывающие весь кристалл; в частности, эти изменения проявляются в перемещении дислокаций вблизи поверхности, противоположной облучаемой.

Исследования проводились на образцах кремния КЭФ-15, вырезанных нормально направлению [111], диаметром 30 и толщиной 0.6 мм, с плотностью дислокаций $3 \cdot 10^9 \text{ см}^{-2}$. На одной стороне пластины корундовой иглой наносились взаимно перпендикулярные царапины различной глубины. Пластины облучались ионами Ar^+ с энергией 40 кэВ и плотностью тока 20 мкА/см^2 . Доза облучения изменялась от $6 \cdot 10^{16}$ до $6 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$.

Изменение структуры фиксировалось на рентгеновских топограммах, полученных методом Ланга на отражении (220) (излучение Mo).

Получены топограммы одного и того же участка образца с царапиной до облучения, после облучения и через 1.5 месяца после облучения. Из топограмм видно, что облучение приводит к усилению контраста от отдельных дислокационных линий; для некоторых линий наблюдается смещение ($\sim 10 \text{ мкм}$); дающая сплошной темный контраст царапина до облучения под действием облучения распадается на систему отдельных дислокаций, распространяющихся от нее на расстояние 150—200 мкм.

Факт смещения дислокаций, очевидно, полностью объясняется их взаимодействием с избыточными точечными дефектами, генерируемыми облучением [2, 3]. Усиление контраста может быть связано как с разрушением в процессе облучения атмосфер вокруг дислокаций, сформирова-