

В. С. ТУМАНОВ

## К ТЕОРИИ ЯДЕРНОГО ЭФФЕКТА ОВЕРХАУЗЕРА В МНОГОСПИНОВЫХ СИСТЕМАХ

Рассматривается теория парциального и интегрального ядерного эффекта Оверхаузера в системах типа  $A_iX_k$ . Получены уравнения для продольных составляющих намагниченностей в системах  $A_iR_k \dots X_p$ . Выведена общая формула для парциального эффекта при условии независимой релаксации. При расчетах учитывались внутримолекулярная дипольная релаксация и релаксация, обусловленная флуктуирующими полями. Расчеты основаны на использовании выведенных тождеств, связывающих вероятности релаксационных процессов.

Эффект Оверхаузера, наблюдаемый при двойном ядерном магнитном резонансе, в настоящее время широко используется, в частности, для идентификации линий сложных спектров ЯМР и для изучения релаксационных процессов в молекулах. Целесообразно ввести более дифференцированную терминологию. Будем называть интегральным ядерным эффектом Оверхаузера изменение продольной намагниченности группы ядер при накачке на частоте другой группы ядер (см., например, [1—4]). Этот эффект аналогичен открытому ранее обычному электронно-ядерному эффекту Оверхаузера. Парциальным эффектом Оверхаузера будем называть изменение интенсивности отдельных линий спектра тонкой структуры ЯМР под действием накачки на частоте, соответствующей одной из линий спектра (см., в частности, [5]). Основная масса экспериментальных работ относится к двухспиновым системам, в ряде работ развивалась теория эффекта для двухспиновых систем [3, 4, 6—8]. (Более подробную библиографию можно найти в обзоре [9].) Парциальный эффект Оверхаузера в более сложных системах изучался в некоторых работах лишь качественно [10—12]. Между тем для изучения релаксационных процессов требуются количественные измерения эффекта, подобные тем, которые были проведены в [5] для ацетальдегида. Одновременно возникает задача разработки теории эффекта для многоспиновых систем. В настоящей работе рассматриваются системы типа  $A_iX_k$  (обозначение соответствует общепринятой номенклатуре [13]). Результаты для интегрального эффекта обобщаются на более широкий класс систем  $A_iR_k \dots X_p$ .

### Уравнения для населенностей энергетических уровней

Состояния системы  $A_iX_k$  в нулевом приближении характеризуются параметрами  $I, m, I', m'$ , где  $I$  и  $m$  — полный спин и его  $z$ -проекция для

группы  $A_i$ ,  $I'$  и  $m'$  — для группы  $X_h$ . Населенности энергетических уровней обозначим  $n_{Im,I'm'}$ . Для простоты записи не вводим специальных индексов для характеристики отдельных состояний, принадлежащих одинаковым значениям  $I$  или  $I'$ . В последующих формулах в суммах по  $I$  и  $I'$  подразумевается суммирование и по таким состояниям. Если энергетический уровень вырожден, то под  $n_{Im,I'm'}$  подразумевается населенность, приходящаяся на одну степень вырождения. Релаксационные уравнения имеют вид

$$\begin{aligned} \frac{dn_{Im,I'm'}/dt = & \sum_{p=0,\pm 1} \left[ \sum_{\tilde{I}} (f_{\tilde{I}m+p,I'm'} - f_{Im,I'm'}) W_{Im,\tilde{I}m+p} + \right. \\ & + \sum_{\tilde{I}'} (f_{Im,\tilde{I}'m'+p} - f_{Im,I'm'}) W_{I'm',\tilde{I}'m'+p} \left. \right] + \sum_{p=0,\pm 1,\pm 2} \left[ \sum_{\tilde{I}'} (f_{\tilde{I}'m+p,I'm'} - \right. \\ & - f_{Im,I'm'}) D_{Im,\tilde{I}m+p} + \sum_{\tilde{I}} (f_{Im,\tilde{I}'m'+p} - f_{Im,I'm'}) D_{I'm',\tilde{I}'m'+p} \left. \right] + \\ & + \sum_{p,p'=0,\pm 1} \sum_{\tilde{I},\tilde{I}'} (f_{\tilde{I}m+p,\tilde{I}'m'+p'} - f_{Im,I'm'}) R_{Im,I'm';\tilde{I}m+p,\tilde{I}'m'+p'}. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь  $f_{Im,I'm'} = n_{Im,I'm'} - n_{Im,I'm'}^0$ ,  $n_{Im,I'm'}^0$  — больцмановские населенности. В (1) учитываются следующие типы релаксации.  $W$  характеризуют переходы, обусловленные взаимодействием с флуктуирующим магнитным полем:  $W_{fg} = 2\tau_c \langle |f| \mathcal{H}_1 |g\rangle|^2$ ,  $f$  и  $g$  — сокращенные обозначения для начального и конечного состояний,  $\tau_c$  — время корреляции; как обычно, предполагается  $\omega\tau_c \ll 1$  (см. [14]);  $\mathcal{H}_1 = -\gamma \sum_n \vec{H}^{(n)} \vec{I}^{(n)} -$

$-\gamma \sum_n \vec{H}'^{(n)} \vec{I}^{(n)}$  первая сумма берется по ядрам комплекса  $A_i$ ; вторая — комплекса  $X_h$ ;  $\vec{H}^{(n)}$  — случайное поле, действующее на ядро с номером  $n$ ,  $\vec{I}^{(n)}$  — оператор спина этого ядра. В случае системы  $A_i X_h$  результаты не зависят от степени корреляции полей, действующих на неэквивалентные ядра. Для эквивалентных ядер в общем случае надо ввести коэффициенты корреляции  $c_{nn'}$ , определяемые следующим образом:  $\overline{H_x^{(n)} H_x^{(n')}} = c_{nn'} \overline{H_x^{(n)2}}$  и т. д. В выражении  $W_{Im,\tilde{I}m+p}$  опущены индексы  $I', m'$ , которые одинаковы в начальном и конечном состоянии и от которых  $W_{Im,\tilde{I}m+p}$  не зависит. (Аналогичное замечание справедливо и для остальных вероятностей в (1), кроме  $R$ .)  $D$  и  $R$  описывают дипольное взаимодействие, соответственно, между эквивалентными и неэквивалентными ядрами:

$$D_{fg} = \sum_{n < n'} \sum_q J_{nn'}^{(q)}(\omega_{fg}) |\langle f | A_{nn'}^{(q)} | g \rangle|^2, \quad (2)$$

$$R_{fg} = \sum_{n,n'} \sum_q J_{nn'}^{(q)}(\omega_{fg}) |\langle f | A_{nn'}^{(q)} | g \rangle|^2. \quad (3)$$

В (2)  $n$  и  $n'$  относятся к ядрам одной подгруппы ( $A_i$  или  $X_h$ ), в (3) — к ядрам разных подгрупп. Обозначения соответствуют обозначениям монографии [14] (стр. 255 и 271). Формулы (2) и (3) справедливы в предположении о малости корреляции между движениями отдельных пар спинов.

## Парциальный эффект Оверхаузера при независимой релаксации

В данном разделе рассматривается вариант независимой релаксации ядер подгрупп  $A_i$  и  $X_k$ , когда членами с  $R$  в (1) можно пренебречь. При расчете будут использованы тождества

$$\sum_{\tilde{I}} \sum_{p=\pm 1} \rho W_{Im, \tilde{I}m+p} = -2am, \quad (4)$$

$$\sum_{\tilde{I}} \sum_{p=\pm 1, \pm 2} \rho D_{Im, \tilde{I}m+p} = -2bm, \quad (5)$$

$$a = \frac{1}{2} \tau_c \gamma^2 (\overline{H_x^2 + H_y^2}), \quad b = \frac{1}{4} \alpha^2 \sum_{n'} [J_{nn'}^{(1)}(\omega) + J_{nn'}^{(2)}(2\omega)], \quad \alpha = \frac{3}{2} \gamma^2 \hbar.$$

Аналогичные формулы справедливы и для переходов в подгруппе  $X_k$ . Не приводя подробностей вычислений, рассмотрим последовательность вывода формул (4) и (5). При произвольных коэффициентах корреляции формулу (4) можно вывести, не используя явных значений матричных элементов, для вычисления которых потребовалось бы знание векторов состояния, являющихся линейными комбинациями мультипликативных базисных векторов. Левая часть формулы (4) равна

$$\frac{1}{2} \tau_c \gamma^2 \sum_{n, n'} \overline{H_+^{(n)} H_-^{(n')}} \sum_{\tilde{I}} (\langle Im | I_-^{(n)} | \tilde{I}m+1 \rangle \langle \tilde{I}m+1 | I_+^{(n')} | Im \rangle - \langle Im | I_+^{(n')} | \tilde{I}m-1 \rangle \langle \tilde{I}m-1 | I_-^{(n)} | Im \rangle).$$

Последняя сумма преобразуется:  $\langle Im | [I_-^{(n)}, I_+^{(n')}] | Im \rangle$ , так как оператор  $\sum_{\tilde{I}} | \tilde{I}m+1 \rangle \langle \tilde{I}m+1 |$  можно заменить  $\sum_{\tilde{I}, \tilde{m}} | \tilde{I}\tilde{m} \rangle \langle \tilde{I}\tilde{m} |$ , поскольку все члены с  $\tilde{m} \neq m+1$  в формуле обратятся в нуль. Последний оператор является единичным в силу полноты и ортонормированности системы векторов состояния. Аналогично,  $\sum_{\tilde{I}} | \tilde{I}m-1 \rangle \langle \tilde{I}m-1 |$  также заменяется единичным оператором. Используя затем тождество  $[I_-^{(n)}, I_+^{(n')}] = -2I_z^{(n)} \delta_{nn'}$  и считая, что  $\overline{H_+^{(n)} H_-^{(n)}}$  не зависит от  $n$  (индекс  $n$  опускаем), можно получить формулу (4).

Аналогичная методика применяется при выводе формулы (5). Здесь используются коммутаторы

$$[A_{nn'}^{(-1)}, A_{nn'}^{(1)}] = \alpha^2 \{ -2(I_z^{(n)2} I_z^{(n')} + I_z^{(n')} I_z^{(n)}) + (I_z^{(n)} + I_z^{(n')}) (I_+^{(n)} I_-^{(n')} + I_+^{(n')} I_-^{(n)}) \}, \quad (6)$$

$$A_{nn'}^{(1)} \equiv \alpha (I_z^{(n)} I_+^{(n')} + I_z^{(n')} I_+^{(n)}), \quad A_{nn'}^{(-1)} = A_{nn'}^{(1)+},$$

$$[I_-^{(n)} I_-^{(n')}, I_+^{(n)} I_+^{(n')}] = -2 \{ I_z^{(n')} (\vec{I}^{(n)2} - I_z^{(n)2}) + I_z^{(n)} (\vec{I}^{(n')2} - I_z^{(n')2}) \}. \quad (7)$$

Рассматриваются ядра со спином  $1/2$ . Поэтому при действии на любую линейную комбинацию мультипликативных базисных векторов оператор  $I_z^{(n)2}$  дает собственное значение  $1/4$ , а  $\vec{I}^{(n)2}$  — значение  $3/4$ . Второе слагаемое в (6) имеет собственное значение 0, так как  $I_+^{(n)} I_-^{(n')}$  дает ненулевой результат, если проекции спинов  $n$  и  $n'$  в мультипликативном векторе равны соответственно  $-1/2$  и  $1/2$ , они переходят в  $1/2$  и  $-1/2$ ; затем на этот вектор действует оператор  $I_z^{(n)} + I_z^{(n')}$ , который обращает его в нуль. При

выводе формулы (5) используется предположение о том, что  $\sum_{n'} I_{nn'}^{(1)}$  и

$\sum_{n'} I_{nn'}^{(2)}$  не зависят от  $n$  (ядра эквивалентны).

Расчет парциального эффекта Оверхаузера сводится к вычислению населенностей энергетических уровней. Пусть накачка ведется на одной из частот подспектра  $A_i$ , соответствующей определенному значению  $m' = m_0'$ . Рассматривая случай насыщения, обозначим равные друг другу населенности  $n_{Im, I'm'}$  через  $n_{m_0}'$ . Для определения остальных  $n_{Im, I'm'}$  надо решить систему уравнений, состоящую из приравненных нулю правых частей уравнений (1) при  $m' \neq m_0'$  (в данном разделе вероятности  $R$  не учитываются). В силу близости частот каждой подгруппы можно положить равными друг другу бoльцмановские разности

$$n_{Im, I'm'}^0 - n_{\tilde{I}m+p, I'm'}^0 \equiv p\Delta_0, \quad n_{Im, I'm'}^0 - n_{Im, \tilde{I}'m'+p}^0 \equiv p\Delta_0'. \quad (8)$$

Общее решение исходной системы уравнений может быть найдено индуктивным путем. Этот вывод, однако, является весьма громоздким. Поэтому мы сразу приведем общий результат и покажем, что он действительно удовлетворяет исходной системе уравнений. Общее решение имеет вид

$$n_{Im, I'm'} = n_{m_0}' + \Delta_0'(m_0' - m') + S_{I'm'}\Delta_0 m, \quad (S_{I'm_0}' = 0). \quad (9)$$

Подставляя его в исходную систему уравнений, можно убедиться в том, что в силу тождеств (4) и (5) из этих уравнений исчезает зависимость от  $m$ ,  $\Delta_0$ ,  $\Delta_0'$ . Поскольку решение единственно, отсюда следует справедливость общей формулы (9). При этом для коэффициентов получаем систему уравнений

$$\begin{aligned} -2(a+b)(S_{I'm'} + 1) + \sum_{p=0, \pm 1} \sum_{\tilde{I}'} (S_{\tilde{I}'m'+p} - S_{I'm'}) W_{I'm', \tilde{I}'m'+p} + \\ + \sum_{p=0, \pm 1, \pm 2} \sum_{\tilde{I}'} (S_{\tilde{I}'m'+p} - S_{I'm'}) D_{I'm', \tilde{I}'m'+p} = 0, \end{aligned} \quad (10)$$

которую надо решать для каждого отдельного варианта. Например, для спектров  $A_i X$  при  $m_0' = -\frac{1}{2}$  интенсивности линий подспектра  $X$  пропорциональны  $n_{Im, 1/2-1/2} - n_{Im, 1/2 1/2} = \Delta_0(1 - S_{1/2 1/2} m)$ . Из уравнения (10) следует  $S_{1/2 1/2} = -2(a+b)/[2(a+b) + a']$ , ( $W_{1/2 1/2, 1/2-1/2} = a' = \frac{1}{2} \tau_c \gamma'^2 (\overline{H_x'^2} + \overline{H_y'^2})$ ). Существенной особенностью решения (9) является независимость от коэффициентов корреляции полей, действующих на ядра подсистемы  $A_i$ . В то же время коэффициенты  $S_{I'm'}$  могут зависеть от степени корреляции полей, действующих на подсистему  $X_k$ . Это проявляется уже в случае системы  $A_i X_2$ . Например, при  $m_0' = 1$  расчет дает для коэффициента  $S_{1-1}$ , определяющего эффект, следующие значения:  $S_{1-1} = -a(a + 3a')/[a(a + a')^2 + aa']$  при полной корреляции и

$$S_{1-1} = -4a(a + 2a')^2/[(2a + 3a')^2(a + a') - 3aa'^2 - 5a'^3]$$

при отсутствии корреляции, когда поле предполагалось изотропным. (Ввиду громоздкости мы не приводим здесь общего решения с учетом дипольного взаимодействия и произвольного коэффициента корреляции.)

## Интегральный эффект Оверхаузера

Из уравнений (1) и тождеств (4) и (5) следуют уравнения для продольных составляющих намагниченностей подсистем  $A_i$  и  $X_k$ . Обозначим эти составляющие  $M^A$  и  $M^X$ . Чтобы получить уравнение для  $M^A$ , надо (1) умножить на  $\hbar\gamma t$  и просуммировать по всем  $I, m, I', m'$ . Для иллюстрации методики расчета вычислим сумму

$$\sum_{I,m,I',m'} \sum_p \sum_{\tilde{I}} m (f_{\tilde{I}m+p, I'm'} - f_{Im, I'm'}) W_{Im, \tilde{I}m+p}. \quad (11)$$

В первой части этой суммы произведем сдвиг индекса суммирования на величину  $p$ :  $\sum \sum \sum (m-p) f_{\tilde{I}m, I'm'} W_{Im-p, \tilde{I}m}$ . Этот прием является корректным и изменение пределов суммирования не приводит к каким-либо осложнениям. Затем в этой сумме меняются обозначения индексов суммирования  $I \rightarrow \tilde{I}$ ,  $\tilde{I} \rightarrow I$  и переставляются индексы начального и конечного состояний у  $W$ . Суммируя результат с остающейся частью выражения (11), получаем

$$\begin{aligned} & \sum_{I,m,I',m'} \sum_p \sum_{\tilde{I}} m f_{Im, I'm'} (W_{Im, \tilde{I}m-p} - W_{Im, \tilde{I}m+p}) - \\ & - \sum_{I,m,I',m'} \sum_p \sum_{\tilde{I}} f_{Im, I'm'} p W_{Im, \tilde{I}m-p}. \end{aligned}$$

Первая сумма равна нулю (это становится очевидным после замены  $p \rightarrow -p$  во второй части суммы). Вторая сумма вследствие тождества (4) равна  $-2a \sum_{I,m,I',m'} m f_{Im, I'm'}$  т. е. величине, пропорциональной  $M_0^A - M^A$  ( $M_0^A$  — равновесное значение продольной намагниченности). Аналогично рассчитываются члены с дипольным взаимодействием между эквивалентными ядрами. Суммарный результат равен  $(M_0^A - M^A)/T_A^{(1)}$ ,

$$1/T_A^{(1)} = 2a + 2b. \quad (12)$$

Вклад в константы тепловой релаксации от дипольного взаимодействия между неэквивалентными ядрами рассчитывается аналогичным методом. При этом осуществляется одновременный сдвиг  $m$  и  $m'$ . Часть выражения, как и в рассмотренном случае, компенсируется.

Остаток равен

$$\sum_{I,m,I',m'} f_{Im, I'm'} \sum_{\tilde{I}, \tilde{I}'} \sum_{p,p'=0,\pm 1} p R_{Im, I'm'; \tilde{I}m+p, \tilde{I}'m'+p'}.$$

Вычисление последней суммы осуществляется тем же способом, что и вычисление сумм (4) и (5). Можно показать, что

$$\begin{aligned} & \sum_{\tilde{I}, \tilde{I}'} \sum_{p,p'=0,\pm 1} p R_{Im, I'm'; \tilde{I}m+p, \tilde{I}'m'+p'} = -\frac{1}{36} \beta^2 \sum_{n'} [J_{nn'}^{(0)} (\omega - \omega') + \\ & + 18J_{nn'}^{(1)} (\omega) + 9J_{nn'}^{(2)} (\omega + \omega')] m - \frac{1}{36} \beta^2 \sum_n [9J_{nn}^{(2)} (\omega + \omega') - J_{nn}^{(0)} (\omega - \omega')] m', \\ & \beta = \frac{3}{2} \gamma \gamma' \hbar. \end{aligned}$$

В результате получаем окончательные уравнения

$$dM^A/dt = (M_0^A - M^A)/T_A + (M_0^X - M^X)/T_{AX}, \quad (13)$$

$$1/T_A = 1/T_A^{(1)} + 1/T_A^{(2)},$$

$$1/T_A^{(2)} = \frac{1}{36} \beta^2 \sum_{n'} [J_{nn'}^{(0)} (\omega - \omega') + 18J_{nn'}^{(1)} (\omega) + 9J_{nn'}^{(2)} (\omega + \omega')], \quad (14)$$

$$1/T_{AX} = \frac{1}{36} \beta^2 (\gamma/\gamma') \sum_n [9J_{nn'}^{(2)} (\omega + \omega') - J_{nn'}^{(0)} (\omega - \omega')]. \quad (15)$$

В (14) сумма берется по номерам ядер комплекса  $X_k$ , в (15) — по номерам ядер комплекса  $A_i$ .

Аналогичным образом можно получить уравнение

$$dM^X/dt = (M_0^X - M^X)/T_X + (M_0^A - M^A)/T_{XA}. \quad (16)$$

Значения параметров  $T_X$ ,  $T_{XA}$  нетрудно выписать по аналогии с  $T_A$  и  $T_{AX}$ . Приведенный расчет непосредственно обобщается на случай нескольких групп эквивалентных ядер (система  $A_i R_k \dots X_p$ ); например,

$$dM^A/dt = (M_0^A - M^A)/T_A + (M_0^R - M^R)/T_{AR} + \dots + (M_0^X - M^X)/T_{AX}. \quad (17)$$

Формулы для параметров  $T_A$ ,  $T_{AR}$ , ...,  $T_{AX}$  очевидны из соображений аналогии.

Найденные в данном разделе выражения для параметров тепловой релаксации являются обобщением соответствующих формул для двухспиновых систем, выведенных другим путем в монографии [14] (см. формулы (VIII, 76, 88) при  $I=S=\frac{1}{2}$ ), там же была приведена формула для случая дипольного взаимодействия между несколькими эквивалентными ядрами (VIII, 77), но при ее выводе не учитывалось спин-спиновое взаимодействие между ядрами. Полученное в данной статье обобщение на многоспиновые системы не является тривиальным, так как в предлагаемом выводе существенно учитывалось то обстоятельство, что спины взаимодействуют друг с другом, образуя систему, характеризуемую суммарным спином и его проекцией.

## Выводы

Теоретическое описание эффекта Оверхаузера связано с решением системы уравнений вида (1). Количество этих уравнений даже для относительно небольшого числа спинов в молекуле может быть очень большим. В данной статье мы хотели выяснить, в каких случаях возможно получение общих результатов без проведения детальных расчетов. Для систем  $A_i R_k \dots X_p$  в случае релаксации, обусловленной взаимодействием с флуктуирующим магнитным полем и внутримолекулярным дипольным взаимодействием, продольные намагниченности удовлетворяют уравнениям с релаксационными членами блоховского типа. Решение этих уравнений является несложной задачей. Полученные значения релаксационных констант могут быть связаны с параметрами вещества (см. [14]). Таким образом, задача теоретического описания интегрального эффекта для рассмотренных спектров и механизмов релаксации в принципе является решенной. Общая формула (9) для парциального эффекта (система  $A_i X_k$ ) была получена для случая независимой релак-

сации каждой группы эквивалентных ядер: Характерной особенностью этой формулы является пропорциональность изменения населенности квантовому числу  $m$ . Эффект не зависит от корреляции случайных полей, действующих на ядра, на частоте которых производится накачка, но может зависеть от корреляции полей, действующих на ядра подсистемы, на которой наблюдается эффект. Если релаксация не является независимой, то общей формулы для парциального эффекта, по-видимому, не существует. В этом случае надо решать исходную систему уравнений для каждого конкретного варианта, рассчитав предварительно все вероятности. Независимую релаксацию можно ожидать в молекулах с достаточно сильным случайным полем или в тех случаях, когда расстояние между неэквивалентными ядрами значительно превышает расстояние между эквивалентными.

Парциальный эффект Оверхаузера в принципе дает большую информацию о релаксационных процессах, чем интегральный. Например, при независимой релаксации каждой группы эквивалентных ядер интегральный эффект вообще отсутствует, а парциальный существует. Было бы желательным проведение экспериментов с количественным измерением эффекта для различных типов спектров и для возможно более широкого круга веществ. В дальнейшие задачи теории входят расчеты эффекта для других типов спектров, включая расчеты для отдельных частных случаев, а также учет дополнительных механизмов релаксации. Обобщение на случай скалярной релаксации не представляет затруднений, так как скалярное взаимодействие является более простым, чем рассмотренное дипольное. Более важным является учет межмолекулярной релаксации, которая может играть значительную роль. Проблемы, связанные с межмолекулярной релаксацией, предполагается рассмотреть в дальнейшем.

Автор выражает признательность Ю. С. Константинову за полезные обсуждения.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Solomon I. Phys. Rev., **99**, 559, 1955.
2. Solomon I., Bloembergen N. J. Chem. Phys., **25**, 261, 1956.
3. Maskog E. L., Maclean M. J. Chem. Phys., **42**, 4254, 1965.
4. Hoffman R. A., Forsen S. J. Chem. Phys., **45**, 2049, 1966.
5. Anderson W. A., Freeman R. J. Chem. Phys., **37**, 85, 1962.
6. Noggle J. H. J. Chem. Phys., **43**, 3304, 1965.
7. Nageswara Rao B. D., Baldschwieler J. D., Anderson J. M. Phys. Rev., **137**, A 1477, 1965.
8. Липпмаа Э. Т., Пускар Ю. «Изв. АН ЭССР», физ.-мат. науки, **17**, 130, 1968.
9. Липпмаа Э. Т. ЖСХ, **8**, 717, 1967.
10. Kaiser R. J. Chem. Phys., **39**, 2435, 1963.
11. Kuhlman K., Baldeschwieler J. D. J. Am. Chem. Soc., **85**, 1010, 1963.
12. Chang C. F. J. Mol. Spectr., **22**, 112, 1967.
13. Эмсли Дж., Финей Дж., Сатклиф Л. Спектроскопия ЯМР высокого разрешения, т. 1. М. «Мир», 1968.
14. Абрагам А. Ядерный магнетизм. М., ИЛ, 1963.

Поступила в редакцию  
30.1 1969 г.

Кафедра  
радиотехники