АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

Том XXI 1975 Вып. 1

УДК 534.8.081.7:538.222

УЛЬТРАЗВУКОВАЯ МОДУЛЯЦИЯ ЭПР КАК МЕТОД ИЗУЧЕНИЯ ЭЛЕКТРОННОЙ РЕЛАКСАЦИИ

А. В. Митин

Теоретически рассматривается ультразвуковая (УЗ) модуляция ЭПР, обусловленная спин-фононным взаимодействием парамагнитного иона с ультразвуком. Особое внимание обращено на случай, когда период УЗ-модуляции порядка времени электронной релаксации парамагнитного иона. Анализируются различные методы обнаружения этого эффекта. Отмечается возможность использования фазового детектирования для изучения этим методом когерентности УЗ-колебаний. Оценки показывают применимость УЗ-модуляции ЭПР при изучении времен продольной и поперечной электронной релаксации в широком интервале, вплоть до 10^{-8}—10^{-9} *сек.*

Среди методов изучения электронной релаксации в парамагнетиках наибольшую известность имеют два: импульсный метод и метод насыщения. Модификацией последнего является также метод, основанный на применении амплитудно-модулированного насыщающего сигнала [1].

В настоящей работе для изучения электронной релаксации предлагается использовать параметрические колебания, возникающие при одновременном возбуждении парамагнитной спин-системы поперечным резонансным полем накачки и ультразвуком, модулирующим постоянное магнитное поле, вызывающее зееман-эффект. Описание этого явления в работах [2, 3] касалось случая, когда скорость изменения поля при модуляции была больше скорости электронной релаксации, а эксперимент, описанный в [4], был проведен для другого предельного случая: период модуляции значительно больше времени релаксации. Если в первом случае спин-система не успевает следовать за ультразвуковыми колебаниями и детектор регистрирует усредненный по времени сигнал, то во втором случае колебания спин-системы происходят синхронно с ультразвуковыми. В связи с этим представляет интерес исследовать более общий случай, учитывающий запаздывание спин-системы, обусловленное электронной релаксацией. Как будет показано далее, предлагаемая схема может быть применена не только для определения констант спин-фононного взаимодействия [2—4], но и для изучения релаксации парамагнитного иона.

Для простоты ограничимся рассмотрением парамагнитного иона, обладающего в основном состоянии эффективным спином $S'={}^1/_2$. Направим постоянное магнитное поле $\mathbf{H}_0$ и ультразвуковую волну с частотой Ω (амплитуда относительной деформации ε) вдоль оси симметрии кристалла O_z, а поле СВЧ-накачки с частотой ω и амплитудой H_1, как и поле холостой частоты $\omega\pm\Omega$ с амплитудой H_2,— вдоль оси Ox. В этом случае гамильтониан спин-системы $\hat{\mathscr{H}}$ равен

$$\hat{\mathscr{H}}=g_\parallel\beta H_0\hat{S}_z'+g_\perp\beta\cdot 2H_1\hat{S}_x'\cos(\omega t+\varphi_1)+ +g_\perp\beta\cdot 2H_2\hat{S}_x'\cos[(\omega\pm\Omega)t+\varphi_2]+G\beta H_0\hat{S}_z'\varepsilon\cos(\Omega t+\Phi). \tag{1}$$

Здесь $g_\parallel$ и $g_\perp$ — соответствующие g-факторы; β — магнетон Бора, $\hat{S}_x'$, $\hat{S}_z'$ — спиновые операторы. Поскольку $H_1\gg H_2$, мы будем считать, что поле холостой частоты не вносит вклад в намагниченность спин-системы. Константа спин-фононного взаимодействия G определяется в зависимости от характера деформации ε и симметрии кристалла [2, 3]. Ультразвуковая (УЗ) модуляция зеемановского поля $\mathbf{H}_0$ приводит к возбуждению в приемной поперечной катушке (катушке, ориентированной перпендикулярно полю $\mathbf{H}_0$) сигналов на частотах $\omega\pm\Omega$, для детектирования которых используется поле холостой частоты. В результате модуляции на частоте поля накачки возникает также сигнал, зависящий от частоты УЗ-модуляции. Если же ориентировать ось приемной катушки вдоль $\mathbf{H}_0$, то в ней возникает сигнал на частоте модуляции Ω. Рассмотрим каждый случай в отдельности.

Предварительно выпишем формулы для интенсивностей рассматриваемых сигналов.

Изменение энергии в единицу времени для поперечного поля холостой частоты ($\Delta P_{\omega\pm\Omega}$) определяется выражением

$$\Delta P_{\omega\pm\Omega}=\frac{N}{T}\int_0^T\tilde{H}_2(t)\,\frac{\partial\tilde{M}_x}{\partial t}\,dt, \tag{2}$$

где N — число парамагнитных ионов, $\tilde{M}_x$ — компонента намагниченности, образующаяся вдоль оси Ox и изменяющаяся с частотой $\omega\pm\Omega$.

Подставляя в (2) выражения: $\tilde{H}_2(t)=2H_2\cos[(\omega\pm\Omega)t+\varphi_2]$ и $M_{x,\,\omega\pm\Omega}=$ $=M^+_{x,\omega\pm\Omega}\,e^{-i(\omega\pm\Omega)t}+M^-_{x,\omega\pm\Omega}\,e^{i(\omega\pm\Omega)t}$, получим

$$\Delta P_{\omega\pm\Omega}=-\,2N(\omega\pm\Omega)H_2\,\mathrm{Im}\,\{e^{-i\varphi_2}M^+_{x,\omega\pm\Omega}\}. \tag{3а}$$

Аналогично, для отклика спин-системы на частоте ω получим

$$\Delta P_\omega=-2N\omega H_1\,\mathrm{Im}\{e^{-i\varphi_1}M_{x,\,\omega}\}. \tag{3б}$$

Для нахождения интенсивности сигнала в катушке с осью, направленной вдоль постоянного магнитного поля, формула (2) не подходит. В этом случае необходимо рассчитать э.д.с., возникающую в катушке при изменении магнитного потока Φ, т. е. при изменении с частотой Ω намагниченности образца вдоль оси $Oz-\tilde{M}_z$

$$\mathscr{E}=-\frac{\partial\Phi}{\partial t}\sim\frac{\partial\tilde{M}_z(t)}{\partial t}=\frac{\partial}{\partial t}\,\{M_{z,\Omega}e^{-i\Omega t}+M_{z,-\Omega}e^{i\Omega t}\}.$$

Отсюда следует, что интенсивность сигнала в продольной катушке

$$\Delta P_\Omega\sim\Omega^2|M_{z,\,\Omega}|^2. \tag{4}$$

Заметим, что в техническом отношении модуляция постоянного зеемановского поля ультразвуком значительно удобнее радиочастотной модуляции, так как при ультразвуковой модуляции имеется лишь сигнал, связанный с изменением продольной намагниченности спин-системы.

Чтобы определить интересующие нас компоненты намагниченности, рассмотрим уравнения типа Блоха для матрицы плотности двухуровневой спин-системы [5]. Эти уравнения для эффективного спина $S'=1/2$ эквивалентны уравнениям намагниченности Блоха и справедливы при тех уровнях мощностей переменных полей (фактор насыщения порядка единицы), которые мы рассматриваем [6].

Предполагая поле накачки насыщающим, перейдем к системе координат, вращающейся с частотой ω против часовой стрелки относительно оси Oz. Влиянием компоненты, вращающейся в противоположную сторону, пренебрегаем. При этом условии переход к новой системе координат осуществляется преобразованием

$$\hat{\mathscr{H}}^{\text{вр}}=e^{-i\omega\hat{S}_z{}'t}\hat{\mathscr{H}}^{\text{лаб}}e^{i\omega\hat{S}_z{}'t},$$
$$\hat{\rho}^{\text{вр}}=e^{i\omega\hat{S}_z{}'t}\hat{\rho}^{\text{лаб}}e^{-i\omega\hat{S}_z{}'t}.$$

Здесь индекс вр соответствует вращающейся системе координат, индекс лаб — лабораторной, $\hat{\rho}$ — матрица плотности.

Во вращающейся системе координат уравнения для матрицы плотности записываются в следующем виде:

$$
\begin{aligned}
&\dot{\delta}=-iW_1(e^{-i\varphi_1}\rho_{21}-e^{i\varphi_1}\rho_{12})-(\delta-\delta^T)/T_1,\\
(5)\qquad &\dot{\rho}_{21}=f\rho_{21}-i\frac{W_1}{2}e^{i\varphi_1}\delta-i\cdot 2F\cos(\Omega t+\Phi)\rho_{21},\\
&\dot{\rho}_{12}=f^*\rho_{12}+i\frac{W_1}{2}e^{-i\varphi_1}\delta+i\cdot 2F\cos(\Omega t+\Phi)\rho_{12}.
\end{aligned}
$$

Здесь $f=i(\omega_0-\omega)-1/T_2$, $W_1=g_\perp\beta H_1/\hbar$, $\delta=\rho_{11}-\rho_{22}$, $F=G\beta H_0\varepsilon/2\hbar$; δ^T — равновесная разность заселенностей, состояния $|1\rangle$, $|2\rangle$ соответствуют волновым функциям $|\pm{}^1/_2\rangle$.

Считая действие ультразвука возмущением, найдем нулевое приближение для стационарного режима:

$$
(6)\qquad \rho_{21,0}=\frac{i}{2}\frac{e^{i\varphi_1}W_1}{i(\omega_0-\omega)-1/T_2}\delta_0,\qquad \rho_{12,0}=\rho_{21,0}^*,
$$

$$
\delta_0=\frac{\delta^T}{1+W_1^2T_1T_2[1+T_2^2(\omega_0-\omega)^2]^{-1}}.
$$

Здесь T_1 — время продольной, T_2 — время поперечной релаксаций.

Представляя отклик спиновой системы на частоте $\omega>0$ в виде $\hat{\rho}(t)=$ $=\rho_\omega e^{-i\omega t}+\hat{\rho}_{-\omega}e^{i\omega t}$, получим в первом приближении по F следующую систему уравнений:

$$
\begin{aligned}
(7)\qquad &-i\Omega\delta_\Omega=-iW_1[e^{i\varphi_1}\rho_{21,\Omega}-e^{-i\varphi_1}\rho_{12,\Omega}]-\delta_\Omega/T_1,\\
&-i\Omega\rho_{21,\Omega}=f\rho_{21,\Omega}-i\frac{W_1}{2}e^{i\varphi_1}\delta_\Omega-iFe^{i\Phi_1}\rho_{21,0},\\
&-i\Omega\rho_{12,\Omega}=f^*\rho_{12,\Omega}+i\frac{W_1}{2}e^{-i\varphi_1}\delta_\Omega+iFe^{i\Phi_1}\rho_{12,0}.
\end{aligned}
$$

Решая систему (7), найдем

$$
\begin{aligned}
(8а)\qquad &\rho_{21,\Omega}=-e^{i(\varphi_1+\Phi)}\frac{FW_1(T_2)^2\delta^T}{1+a+(\Delta\omega T_2)^2}\times\\
&\times\frac{-a+[i(-\Delta\omega+\Omega)T_2-1][-i\Delta\omega T_2-1][i\Omega T_1-1]}{a[i\Omega T_2-1]+[i(\Delta\omega+\Omega)T_2-1][i(-\Delta\omega+\Omega)T_2-1][i\Omega T_1-1]},
\end{aligned}
$$

$$
\begin{aligned}
(8б)\qquad &\delta_\Omega=e^{i\Phi}2FT_2\delta^Ta\frac{\Delta\omega T_2}{1+a+(\Delta\omega T_2)^2}\times\\
&\times\frac{(2-i\Omega T_2)}{a[i\Omega T_2-1]+[i(\Delta\omega+\Omega)T_2-1][i(-\Delta\omega+\Omega)T_2-1][i\Omega T_1-1]}.
\end{aligned}
$$

Здесь $\Delta\omega=\omega_0-\omega$, фактор насыщения $a=W_1^2T_1T_2$. Определим компоненты намагниченности в лабораторной системе координат. С помощью формулы

$M_i=\sum\limits_{j=1}^{3}Ng_{ij}\beta\,\mathrm{Sp}\{\hat{\rho}\hat{S}_j'\}$ получим

$$
(9а)\qquad M^+_{x,\omega\pm\Omega}=N\frac{g_\perp\beta}{2}\rho_{21,\omega\pm\Omega},
$$

$$
(9б)\qquad M_{z,\Omega}=N\frac{g_\parallel\beta}{2}\delta_\Omega.
$$

Заметим, что переход в (8а), (8б) от Ω к $-\Omega$ сопровождается изменением знака фазы Φ.

Рассмотрим более подробно возбуждение боковых полос. Из (3а), (8а), (9а) получим интенсивность сигнала на холостой частоте

$$(10)\qquad \Delta P_{\omega\pm\Omega}=N(\omega\pm\Omega)g_{\perp}\beta H_2 \operatorname{Im}\{e^{-i\varphi_2}\rho_{21,\pm\Omega}\},$$

или, более подробно,

$$(10а)\qquad \Delta P_{\omega\pm\Omega}=N(\omega\pm\Omega)\left(\frac{g_{\perp}\beta}{\hbar}\right)^2 H_2H_1G\beta H_0\varepsilon\,\frac{T_2\delta^T}{1+a+(\Delta\omega T_2)^2}\times$$

$$\times\operatorname{Im}\left\{e^{i\Delta\varphi_{\pm\Omega}}\frac{-a+[i(-\Delta\omega\pm\Omega)T_2-1][-i\Delta\omega T_2-1][\pm i\Omega T_1-1]}{a[\pm i\Omega T_2-1]+[i(\Delta\omega\pm\Omega)T_2-1][i(-\Delta\omega\pm\Omega)T_2-1][\pm i\Omega T_1-1]}\right\},$$

где $\Delta\varphi_{\pm\Omega}=\varphi_1\pm\Phi-\varphi_2$.

Из формулы (10а) видно, что интенсивность боковых полос зависит от соотношения между фазами переменных полей. При отсутствии когерентности какого-либо из рассматриваемых полей боковые полосы должны исчезнуть. Таким образом, с помощью фазового детектирования можно определить степень когерентности ультразвука. В отличие от недавно предложенного метода [7] для определения когерентности ультразвуковых колебаний с помощью эффекта Мессбауэра, фазовое детектирование сигнала на боковой полосе является прямым измерением фазы ультразвука. Фазочувствительная параметрическая схема характерна для вырожденной системы, которой является рассматриваемая нами схема. В нашем случае поле накачки и поле холостой частоты имеют один и тот же контур, так как, по предположению, поле накачки значительно сильнее поля холостой частоты, и поэтому последняя не вносит существенных изменений в намагниченность спин-системы. Поле холостой частоты в зависимости от фазового состояния будет либо усиливаться, либо ослабляться. Чтобы усиление или ослабление холостого сигнала происходило независимо от фазы накачки, необходимо, как впервые установил Сул [8], наличие контура холостой частоты (невырожденная параметрическая система). Приготовить невырожденную систему можно, если наравне с сильным полем накачки подавать сильные поля ультразвука или холостой частоты. Рассмотрение подобной системы выходит за рамки настоящей работы.

Рассмотрим случай резонансного воздействия поля накачки: $\Delta\omega T_2\ll 1$. Тогда формула (10а) упростится:

$$(11)\qquad \Delta P_{\omega\pm\Omega}=N\hbar\frac{\omega\pm\Omega}{k_\Omega L}\left(\frac{g_{\perp}\beta}{\hbar}\right)H_2H_1\frac{G\beta H_0\varepsilon}{\hbar\Omega}\frac{\delta^T}{1+a}T_2\times$$

$$\times\frac{\Omega T_2[\sin(\Delta\varphi_{\pm\Omega})+\Omega T_2\cos(\Delta\varphi_{\pm\Omega})]}{1+(\Omega T_2)^2}.$$

Здесь учтено, что когерентный отклик может быть применен только к стоячим УЗ-волнам. Тогда усреднение по объему кристалла уменьшает эффект в $k_\Omega L$ раз, где k_Ω — волновое число УЗ-волны, L — длина образца в направлении распространения УЗ-волны.

Формула (11) показывает, что зависимость сигнала от частоты модуляции проявляется при частотах $\Omega\approx 1/T_2$. Дальнейшее возрастание частоты приводит к уменьшению сигнала. Это можно объяснить, если вспомнить, что время T_2 определяет нарушение когерентности поперечных компонент намагниченности. Зависимость интенсивности сигнала от частоты модуляции может быть использована для измерения времени T_2. Сравнение (11) с формулой для прямого одноквантового поглощения (в резонансе)

$$(12)\qquad \Delta P_{\omega}=\frac{1}{2}N\hbar\omega\left(\frac{g_{\perp}\beta H_1}{\hbar}\right)^2\frac{\delta^T}{1+a}T_2$$

показывает, что когерентный отклик спин-системы меньше прямого поглощения в $k_\Omega L \dfrac{H_1}{H_2}\dfrac{\Omega}{F}$ раз. Принимая $H_1/H_2=10^2$, $G\beta H_0=10^{-15}$ *эрг*, $\varepsilon=10^{-6}$, $L=0{,}1$ *см*, получим, что для УЗ-частот $\sim10^8-10^9$ *гц* интенсивность когерентного отклика меньше прямого резонансного поглощения в 10^6-10^8 раз. При гелиевых температурах для значений $T_2=10^{-8}-10^{-9}$ *сек*, $H_1=0{,}5$ *э*, $N=10^{18}$ спинов интенсивность когерентного отклика $10^{-9}-10^{-10}$ *вт*, что значительно превосходит чувствительность современной установки ЭПР.

Заметим, что фазовое детектирование наиболее удобно использовать, когда частота УЗ-модуляции сравнима с частотой накачки. Этим методом можно измерить поперечную релаксацию в диапазоне $10^{-9}-10^{-10}$ *сек*.

Если мы рассмотрим в следующем приближении отклик на частоте ω, то можно показать, что возникает сигнал, который не зависит от когерентности поля и ультразвука. При этом нет необходимости вводить поле холостой частоты. Отклик спин-системы рассматривается как изменение уровня сигнала на частоте накачки. Величина сигнала пропорциональна квадрату поля накачки и квадрату модуля матричного элемента от гамильтониана спин-фононного взаимодействия. Мощность сигнала описывается следующим выражением:

$$\Delta P_\omega' = \frac{-\hbar\omega}{2}\left(\frac{g_\perp\beta H_1}{\hbar}\right)^2 \frac{F^2T_2{}^3\delta^T}{[1+a+(\Delta\omega T_2)^2]^2}\operatorname{Im}\Bigg\{\Bigg[-\Delta\omega T_2+i(1+a/2)\times$$
$$\times\sum_{\eta=\pm1}\frac{-a+[i(-\Delta\omega-\eta\Omega)T_2]}{a[-i\eta\Omega T_2-1]+[i(\Delta\omega-\eta\Omega)T_2-1][i(-\Delta\omega-\eta\Omega)T_2-1][-i\Omega\eta T_1-1]}+$$
$$+i\frac{a}{2}\sum_{\eta=\pm1}\frac{-a+[i(\Delta\omega+\eta\Omega)T_2-1][i\Delta\omega T_2-1][i\eta\Omega T_1-1]}{a[i\eta\Omega T_2-1]+[i(-\Delta\omega+\eta\Omega)T_2-1]\times}\times$$
$$\times\frac{}{\times[i(\Delta\omega+\eta\Omega)T_2-1][i\eta\Omega T_1-1]}\Bigg\}. \tag{13}$$

В отсутствие насыщения ($a\ll1$) при условии $\Delta\omega$, $\Omega\gg1/T_2$ получим

$$\Delta P_\omega' = \frac{\hbar\omega}{2}\left(\frac{g_\perp\beta H_1}{\hbar}\right)^2\left(\frac{F}{\Omega}\right)^2\left[\frac{1/T_2}{(\omega_0-\omega\Omega)^2+(1/T_2)^2}-\frac{1/T_2}{(\omega_0-\omega+\Omega)^2+(1/T_2)^2}\right] \tag{14}$$

Формула (14) описывает саттелиты, возникающие при УЗ-модуляции (см. [2, 3]). Первый член описывает поглощение, а второй — излучение.

Оценки некогерентного отклика показывают, что интенсивность последнего меньше прямого поглощения для УЗ-частот 10^7-10^8 *гц* в 10^8-10^{10} раз. При гелиевых температурах для значений $T=10^{-7}$ *сек*, $H_1=0{,}5$ *э*, $N=10^{18}$ интенсивность сигнала равна $10^{-9}-10^{-11}$ *вт*, что также находится в пределах чувствительности приемника. Рассмотрим резонансный случай $\Delta\omega T_2\ll1$. В этом случае формула (13) примет вид

$$\Delta P_\omega' = \frac{\hbar\omega}{2}\left(\frac{g_\perp\beta H_1}{\hbar}\right)^2\frac{\delta^T}{1+a}T_2\left(\frac{F}{\Omega}\right)^2\frac{\Omega^2T_2{}^2}{1+\Omega^2T_2{}^2}. \tag{15}$$

Формулы (12), (15) определяют поглощение сигнала накачки. Часть поглощения, описываемая формулой (15), указывает на сильную зависимость сигнала от частоты УЗ-модуляции. Таким путем можно измерять время T_2. По сравнению с методом когерентного отклика этот метод имеет предпочтение особенно для частот УЗ-модуляции, много меньших частоты накачки, так как в этом случае фазовое детектирование затруднительно.

Рассмотрим теперь сигнал, возникающий за счет колебаний продольной намагниченности. Используя (4), (8б), (9б), выпишем выражение для интенсивности сигнала

$$(16)\qquad \Delta P_\Omega \sim 2\left(\delta^T F\frac{T_2}{T_1}\right)^2\left[\frac{a\Delta\omega T_2}{1+a+(\Delta\omega T_2)^2}\right]^2\times$$
$$\times\frac{\Omega^2T_1^2[4+\Omega^2T_2^2]}{|a[i\Omega T_2-1]+[i(\Delta\omega+\Omega)T_2-1][i(-\Delta\omega+\Omega)T_2-1][i\Omega T_1-1]|^2}$$

Прежде всего отметим дисперсионный характер зависимости от частоты поля накачки, что приводит к отсутствию эффекта при точном резонансе: $\Delta\omega T_2 \ll 1$. Интенсивность сигнала пропорциональна квадрату фактора насыщения, последнее требует для возбуждения сигнала мощных полей накачки. В случае $\Omega T_2 \ll 1$ (16) можно упростить:

$$(17)\qquad \Delta P_\Omega \sim 2\left(\delta^T F\frac{T_2}{T_1}\right)^2\left[\frac{a\Delta\omega T_2}{1+a+(\Delta\omega T_2)^2}\right]^2\times$$
$$\times\frac{\Omega^2T_1^2}{[1+a+(\Delta\omega T_2)^2]^2+\Omega^2T_1^2[1+(\Delta\omega T_2)^2]^2}$$

Таким образом, изучение зависимости сигнала в продольной катушке от частоты модуляции при одновременном изменении расстройки поля накачки позволяет измерить как величину T_2, так и T_1. При постоянной расстройке удобнее мерить T_1. По-видимому, эта схема применима для измерения времен T_1 порядка 10^{-8}—10^{-9} *сек* и ниже. Анализ эффектов, связанных с УЗ-модуляцией ЭПР, показывает, что этот метод может быть применен для измерения как продольной, так и поперечной релаксации. При измерении необходимо, чтобы период модуляции был порядка времени релаксации. Во всех рассматриваемых случаях предполагается наличие достаточно мощного поля накачки. Анализ был проведен при отсутствии неоднородного уширения. Если же неоднородное уширение намного больше однородного, то зависимость интенсивности сигналов от частоты УЗ-модуляции останется прежней.

Для измерения продольной релаксации наиболее удобен метод индукции с помощью продольной катушки. Очень короткие времена поперечной релаксации предпочтительнее изучать с помощью фазового детектирования когерентного отклика. Этот метод может быть применен также для изучения когерентности УЗ-модуляцией. Для измерения более длинных времен поперечной релаксации можно применять схему детектирования нелинейного некогерентного сигнала на частоте накачки. Рассматриваемая схема не ограничивается применением только к ЭПР. Аналогичный подход может быть применен при УЗ-модуляции ЯМР.

ЛИТЕРАТУРА

1. *J. Herve, J. Pescia.* Mesure du temps de relaxation T_1 par modulation du champ radiofrequence H_1 et detection de la variation d'aimantation selon le champ directeur. Compt. rend., 1960, *251*, 5, 665–667.
2. *А. В. Митин.* О влиянии ультразвука на спектр ЭПР. Физ. тв. тела, 1966, *8*, 9, 2744—2750.
3. *А. В. Митин.* О модуляции спектра парамагнитного резонанса ультразвуковыми и электромагнитными полями. Сб. Релаксационные явления в твердых телах. М., «Металлургия», 1968, 215—219.
4. *В. Г. Бадалян, В. Ф. Казанцев.* Определение констант спин-фононного взаимодействия при ультразвуковых деформациях образца. Сб. Электронный парамагнитный резонанс, ч. II, Казань, 1971, 102—106.
5. *N. Bloembergen, Y. R. Shen.* Quantum-Theoretical Comparison of Nonlinear Susceptibilities in Parametric Media, Lasers and Raman Lasers. Phys. Rev., 1964, *133*, 1, A37—A49.
6. *A. G. Redfield.* Nuclear Magnetic Resonance Saturation and Rotary Saturation in Solids. Phys. Rev., 1955, *98*, 6, 1787—1809.
7. *J. Mishory, D. I. Bolef.* Interaction of Ultrasound with Mössbauer Gamma Rays. In «Mössbauer Effect Methodology», Plenum Rress, 1968, *4*, 13—35.
8. *H. Suhl.* Theory of the Ferromagnetic Microwave Amplifier. J. Appl. Phys., 1957, *28*, 11, 1225—1236.

Казанский физико-технический институт
Академии наук СССР

Поступила
2 января 1973 г.