ЛИТЕРАТУРА

1. Ryle M. — Proc. Roy. Soc., 1952, Ser. A, 211, p. 351.
2. Краус Дж. Д. Радиоастрономия. — М.: Сов. радио, 1973, с. 244.

Бюраканская астрофизическая обсерватория АН АрмССР

Поступила в редакцию 11 июля 1984 г.

УДК 539.143.44

СПИН-РЕШЕТОЧНАЯ РЕЛАКСАЦИЯ ПОСЛЕ АДИАБАТИЧЕСКОГО РАЗМАГНИЧИВАНИЯ ВО ВРАЩАЮЩЕЙСЯ ОБОБЩЕННОЙ СИСТЕМЕ КООРДИНАТ

Г. Б. Фурман

Обнаружение и исследование молекулярных движений, обусловливающих процессы спин-решеточной релаксации, во всем диапазоне скоростей является одной из основных задач магнитного резонанса. Изучение спин-решеточной релаксации в локальных полях [1] дает ценную информацию об атомных и молекулярных движениях, которую невозможно получить при исследовании релаксационных процессов в сильных полях.

В ЯМР спиновых систем с эквидистантным спектром измерения времен спин-решеточной релаксации в локальных полях проводят с помощью метода адиабатического размагничивания [2] либо по двухимпульсной методике Джинера—Брокэрта [3] При этом упорядочение зеемановской подсистемы заменяется упорядочением в спин-спиновой подсистеме.

Спин-решеточная релаксация в случае спиновых систем с неэквидистантным энергетическим спектром описывается неэкспоненциальным законом [4], что значительно затрудняет обработку и интерпретацию экспериментальных результатов.

В настоящей работе рассмотрен метод адиабатического размагничивания во вращающейся обобщенной системе координат (ВОСК) [5] в случае спиновых систем с неэквидистантным энергетическим спектром.

Пусть после первого 90-градусного импульса с частотой заполнения ω, равной частоте одного из переходов в спиновой системе, накладывается резонансное радиочастотное поле (РЧ), смещенное по фазе на 90° относительно первого импульса. Затем проводится процесс адиабатического размагничивания в ВОСК (АДВОСК), т. е. амплитуда РЧ поля адиабатически уменьшается до нуля. В течение времени порядка T_2 (T_2 — характерное время спин-спиновой релаксации) спиновая система приходит в квазиравновесное состояние, характеризуемое матрицей плотности (в высокотемпературном приближении)

$$\rho_{eq} = Z^{-1}\Big(1 - \beta_d^{eq} H_{dd}^{\text{сек}} - \sum_m{}' P_m^{eq} e_{mm}\Big), \quad \mathrm{Sp}\,\rho_{eq} = 1, \tag{1}$$

где $H_{dd}^{\text{сек}}$ — секулярная часть гамильтониана диполь-дипольного взаимодействия [5], P_m — вероятность нахождения системы в m-состоянии, штрих у суммы в выражении (1) означает, что суммирование ведется только по невозбуждаемым РЧ полем состояниям, e_{mm} — проекционные операторы [6]. Это квазиравновесие соответствует состоянию системы с бесконечной температурой эффективного зеемановского резервуара и конечной температурой диполь-дипольного резервуара

$$\beta_d^{eq} = \beta_L\,\mathrm{Sp}\,(H_0)^2/\mathrm{Sp}\,\big(H_{dd}^{\text{сек}}\big)^2, \tag{2}$$

где $\beta_L = (kT_L)^{-1}$, T_L — температура решетки, H_0 — гамильтониан, формирующий энергетический спектр системы. Поскольку $\|H_0\| \gg \big\|H_{dd}^{\text{сек}}\big\|$ (здесь две вертикальные черты означают величину в единицах частоты), то $\beta_d^{eq} \gg \beta_L$ Таким образом, дипольная подсистема будет находиться в состоянии с очень низкой температурой. Спин-решеточная релаксация приведет к тому, что спиновая система будет приходить в состояние равновесия с решеткой, т. е произойдет выравнивание обратных температур β_d и β_L. После релаксации системы в течение времени $t<T_1$ (T_1 — время спин-решеточной релаксации) необходимо снова адиабатически включить РЧ поле [7, 8]. При этом порядок из диполь-дипольной подсистемы перейдет в эффективную зеемановскую, что обусловит рост намагниченности, которую можно измерить [7].

Предполагая квадрупольный механизм спин-решеточной релаксации [8], гамильтониан системы в ВОСК после процесса АДВОСК принимаем в виде

$$H = H_{dd}^{\text{сек}} + H_{SL}(t), \tag{3}$$

где

$$H_{dd}^{\text{сек}} = \sum_{jk} h_{jk}^{\text{сек}}; \tag{4}$$

$$H_{SL}(t) = \sum_{j} \sum_{q} \sum_{mn} F_j^{(-q)}(t) A_{mn}^{(q)} e^{i\omega_{mn}^0 t} e_{mn}^{j}. \tag{5}$$

Здесь $H_{SL}(t)$ — гамильтониан спин-решеточного взаимодействия в ВОСК, $F_j^{(-q)}(t)$ — случайные функции времени решеточных переменных (решетка рассматривается классически), $A_{mn}^{(q)}$ — матричные элементы спиновых операторов $A^{(q)j}$ в H_0-представлении. Явный вид $F_j^{(-q)}(t)$ и $A^{(q)j}$ приведен в работе [8], $\omega_{mn}^0 = \lambda_m^0 - \lambda_n^0$, λ_n^0 — собственные значения оператора H_0. Скорость спин-решеточной релаксации определим стандартным методом [7] с помощью основного кинетического уравнения для матрицы плотности $\rho(t)$, которое в данном случае имеет вид

$$\frac{d\rho}{dt} = -\frac{1}{2} \sum_{j} \sum_{q} \sum_{mn} \sum_{m'n'} J_q^j(\omega_{mn}) A_{mn}^{(q)j} A_{n'm'}^{(q)j*} G_{mn}^{m'n'} \left[e_{mn}^j, \left[e_{n'm'}^j, \rho(t) \right] \right], \tag{6}$$

где

$$G_{mn}^{m'n'} = (\delta_{mn} + \delta_{m\bar{n}})(\delta_{m'n'} + \delta_{m'\bar{n}'}) + (\delta_{mm'} + \delta_{m\bar{m}'})(\delta_{nn'} + \delta_{n\bar{n}'}), \tag{7}$$

$$\bar{m} = -m, \quad \bar{n} = -n,$$

$J_q^j(\omega_{mn})$ — спектральные плотности на соответствующих частотах [8]. При получении выражения (6) учитывалось, что $\exp\left(\pm iH_{dd}^{\text{сек}} t\right) \simeq 1$ [8]. Используя основное кинетическое уравнение в формуле (6), получим уравнения, описывающие изменения β_d и P_m, обусловленные спин-решеточной релаксацией:

$$\frac{d\beta_d}{dt} = -T_{1d}^{-1}(\beta_d - \beta_L); \tag{8}$$

$$\frac{dP_m}{dt} = -\sum_{n} W_{mn} \left(P_m - P_n - \beta_L \omega_{mn}^0\right), \tag{9}$$

где T_{1d}^{-1} характеризует скорость спин-решеточной релаксации дипольной подсистемы:

$$T_{1d}^{-1} = 2 \left\{ \sum_{j>k} \mathrm{Sp}\left(h_{jk}^{\text{сек}}\right)^2 \right\}^{-1} \sum_{j>k} \sum_{mn} \sum_{m'n'} J_q^j(\omega_{mn}) \times \\ \times A_{mn}^{(q)j} A_{n'm'}^{(q)j*} G_{mn}^{m'n'} \mathrm{Sp}\left(\left[e_{mn}^j, \left[e_{n'm'}^k, h_{jk}^{\text{сек}}\right]\right] h_{jk}^{\text{сек}}\right), \tag{10}$$

W_{mn} — вероятность переходов, определяется следующим выражением.

$$W_{mn} = \frac{1}{\lambda_m^0} \sum_{jl} \sum_{m'n'} \omega_{m'n'}^0 J_q^j(\omega_{mn}) A_{mn}^{(q)j} A_{n'm'}^{(q)j*} G_{mn}^{m'n'} \mathrm{Sp}\left(K_{mn}^{j,l} K_{n'm}^{j,-l}\right). \tag{11}$$

Явный вид для операторов $K_{mn}^{j,l}$ приведен в работе [5].

Из уравнения (8), определяющего эволюцию обратной спиновой температуры β_d, следует, что релаксация дипольной подсистемы для произвольного значения спина будет происходить по одноэкспоненциальному закону с временем спин-решеточной релаксации T_{1d}. Следует заметить, что результаты расчета времени T_{1d} остаются справедливыми и при других способах охлаждения дипольного резервуара. Например, с помощью нестрого резонансного насыщения и кросс-релаксации в неэквидистантном спектре [9] или с использованием двухимпульсной методики [10]. Измерения времени T_{1d} позволяют значительно упростить обработку и интерпретацию экспериментальных результатов в случае спиновых систем с многоуровневым неэквидистантным спектром. Кроме того, метод АДВОСК может быть использован для охлаждения спиновой системы распространенных ядер при проведении экспериментов по двойному резонансу.

ЛИТЕРАТУРА

1. Slicter C. P., Ailion D. — Phys. Rev., 1964, **135A**, № 4, p. 1099.
2. Anderson A G, Hartmann S. R. — Phys. Rev. 1962, **128**, № 3, p. 2023.
3 Jeener J., Broekart P — Phys. Rev., 1967, **157**, № 2, p. 232.
4. Andrew E. R., Tunstall P. P. — Proc. Phys. Soc., 1961, **78**, p. 3.
5 Айнбиндер Н. Е., Фурман Г. Б. — ЖЭТФ, 1983, **85**, № 3(9), с. 988.
6 Кессель А. Р. — ФТТ, 1963, **5**, № 4, с. 1055.
7 Гольдман М. Спиновая температура и ЯМР в твердых телах. — М.: Мир, 1972. — 344 с.
8. Leppelmeier G. W., Hahn E. L. — Phys. Rev., 1966, **146**, № 1, p. 179.
9 Ацаркин В. А., Рябушкин О. А., Скиданов В. Л. — ЖЭТФ, 1977, **72**, № 3, с. 1118.
10. Segebarth C., Jeener J. — Phys. Rev. B, 1984, **29**, № 3, p. 1176.

Пермский государственный университет

Поступила в редакцию 4 июня 1984 г.

УДК 537.525.5

НЕЛИНЕЙНЫЕ УЛЬТРАНИЗКОЧАСТОТНЫЕ ГИБРИДНЫЕ ВОЛНЫ В ПЛАЗМЕ

В. М. Чмырев

Известно, что в плазме с конечным отношением газокинетического давления к давлению магнитного поля ($\beta_i=4\pi n_0 T_i/B_0 \gtrsim \cos^2\theta$) продольные и поперечные волны не разделяются. При этом в ультранизкочастотном (УНЧ) диапазоне $\omega \ll \omega_i$ возникает ветвь модифицированных альфвеновских колебаний [1], которая в длинноволновом пределе $k_\perp v_i/\omega_i<1$ имеет вид

$$\omega^2=k_\parallel^2\, v_a^2 \left[1+(3/4+T_e/T_i)k_\perp^2\, v_i^2/\omega_i^2\right], \tag{1}$$

а при $k_\perp v_i/\omega_i>1$ описывается выражением

$$\omega = (k_\parallel v_a k_\perp v_s/\omega_i)\,(1+T_i/T_e)^{1/2}, \tag{2}$$

где v_s, v_a — звуковая и альфвеновская скорости, v_i, v_e — тепловая скорость ионов, электронов, $\boldsymbol{k}_\parallel$, $\boldsymbol{k}_\perp$ — продольная и поперечная компоненты волнового вектора $\boldsymbol{k}$ относительно внешнего магнитного поля $\boldsymbol{B}_0$, θ — угол между $\boldsymbol{k}$ и $\boldsymbol{B}_0$, n_0, T_i, T_e — невозмущенные значения плотности плазмы, температуры ионов и электронов. При получении (1), (2) предполагалось выполнение условия квазинейтральности $n_i=n_e$, а также $v_a \ll v_e$, $k_\parallel \ll k_\perp$, $\omega^2 \gg k_\parallel^2\, v_s^2$ [1].

В линейном приближении волны (1), (2), имеющие одинаковую дисперсию при $T_e \gg T_i$, впервые были исследованы при квазипоперечном распространении в сильно неизотермической плазме в работе [2], где было введено название «гибридные волны» применительно к спектрам вида (2). В данном сообщении рассмотрены стационарные нелинейные волны, отвечающие таким спектрам.

Учитывая особенности поляризации гибридных волн и пренебрегая поперечным смещением электронов в этих волнах [2, 3], будем рассматривать нелинейные движения плазмы, связанные с возмущениями компонент поля E_x, E_z, B_y, продольной скорости электронов v_z и их плотности n. Пусть внешнее магнитное поле $\boldsymbol{B}_0$ направлено по оси z, волна распространяется со скоростью $\boldsymbol{u}$ в плоскости xz. Вводя переменную $\xi = x+\alpha z - ut$, запишем исходную систему уравнений в виде

$$\begin{gathered}\partial/\partial\xi\,(\alpha E_x - E_z) = (u/c)(\partial B_y/\partial\xi)\,, \quad \partial B_y/\partial\xi = -4\pi e n v_z/c,\\ \partial/\partial\xi\,(\alpha v_z^2/2 - u v_z) = -eE_z/m - (\alpha/mn)(\partial P_\parallel/\partial\xi)\,,\\ 0 = -eE_x/m + e v_z B_y/mc - m^{-1}n^{-1}(\partial P_\perp/\partial\xi), \quad \partial/\partial\xi\,(\alpha n v_z - un) = 0,\\ P_\parallel/n^{\gamma_1} = \mathrm{const}, \quad P_\perp/n^{\gamma_2} = \mathrm{const},\end{gathered} \tag{3}$$

где $\alpha \ll 1$ характеризует угол распространения относительно $\boldsymbol{B}_0$, $P_\parallel$, $P_\perp$ — давление электронов вдоль и поперек магнитного поля.