

И. Г. ШАПОШНИКОВ, Д. И. КАДЫРОВ

## К ТЕОРИИ ПРОДОЛЬНОЙ ПАРАМАГНИТНОЙ РЕЛАКСАЦИИ

(Представлено академиком С. В. Вонсовским 10 XII 1973)

1. Рассмотрим нормальный парамагнетик в приложенном магнитном поле, имеющем вид

$$\mathbf{H} = \{H_i \cos \omega t, H_i \sin \omega t, H_0\} \quad (1)$$

в лабораторной системе координат. Пусть выполняются условия

$$\xi \equiv H_i/H_0 \ll 1, \quad (2)$$

$$H_0/H_i \gg 1, \quad (3)$$

где  $H_i$  — константа внутреннего поля. Поставим задачу о нахождении при этих условиях зависимости от времени продольной составляющей  $M_z$  макроскопического магнитного момента  $\mathbf{M}$ , ограничившись случаем, когда спиновую систему можно считать изолированной от решетки ( $T_{sr}\omega \gg 1$ , где  $T_{sr}$  — время спин-решеточной релаксации).

2. Будем рассматривать спиновую систему как совокупность двух взаимодействующих между собой подсистем: зеэмановской с обратной температурой  $\alpha$  и подсистемы взаимодействий с обратной температурой  $\beta$ . Примем следующую схему неравновесностей в спиновой системе: равновесие отсутствует внутри поперечной части зеэмановской подсистемы и между зеэмановской подсистемой и подсистемой взаимодействий. Будем характеризовать эти неравновесности соответственно величинами  $M_{x,y} - CH_{x,y}\alpha$  и  $\alpha - \beta$ , где  $C$  — константа Кюри. Так как продольная часть зеэмановской подсистемы и подсистема взаимодействий предполагаются проходящими через равновесные состояния, то в высокотемпературном приближении

$$M_z = CH_0\alpha, \quad (4)$$

$$U = -b\beta, \quad (5)$$

где  $U$  — макроскопическая энергия подсистемы взаимодействий и  $b$  — константа Ван-Флека; выражение (5) получается стандартными методами термодинамики, ср. <sup>(1)</sup> (заметим, что оно остается таким же и тогда, когда подсистема взаимодействий проходит через неравновесные состояния, см. <sup>(2)</sup>).

3. Естественно попробовать взять в качестве макроскопических внутренних параметров спиновой системы величины  $\alpha$ ,  $\beta$  и  $M_x$ ,  $M_y$ . В силу (4) их можно заменить на величины  $\mathbf{M}$  и  $\beta$ , для которых мы и будем теперь искать уравнения движения.

4. С учетом (4) параметры неравновесности  $M_{x,y} - CH_{x,y}\alpha$  и  $\alpha - \beta$  могут быть выражены через компоненты вектора  $\mathbf{m} \equiv \mathbf{M} - C\mathbf{H}\beta$ . Сделав это, напишем релаксационную часть  $\dot{\mathbf{M}}$  в виде

$$-\mathbf{\kappa} \cdot \mathbf{m} \quad (6)$$

и ограничимся на основании (2) приближением, в котором релаксационный тензор  $\mathbf{\kappa}$  можно считать не зависящим от времени. Выражение (6), в рамках феноменологической теории очевидное в предположении слабой

неравновесности (ср. <sup>(1)</sup>), было получено также в <sup>(2)</sup> квантовым путем без такого предположения. Не учитывая для простоты возможную анизотропию гиромагнитного отношения и пользуясь термодинамическим соотношением

$$dU = \mathbf{H} \cdot d\mathbf{M} \quad (7)$$

(см. <sup>(1)</sup>), при помощи (6) и (5) находим уравнения движения для  $\mathbf{M}$  и  $\beta$ :

$$\dot{\mathbf{M}} = -\gamma \mathbf{H} \times \mathbf{M} - \kappa \cdot (\mathbf{M} - C\mathbf{H}\beta), \quad (8)$$

$$\dot{\beta} = b^{-1} \mathbf{H} \cdot [\kappa \cdot (\mathbf{M} - C\mathbf{H}\beta)]. \quad (9)$$

5. Из результатов квантовой теории <sup>(2)</sup> видно, что в поле (1) при условиях (2) и (3) тензор  $\kappa$  можно приближенно считать имеющим в лабораторной системе координат вид

$$\left\{ \begin{array}{ccc} \kappa, & 0, & 0 \\ 0, & \kappa, & 0 \\ 0, & 0, & 0 \end{array} \right\} \quad (10)$$

с  $\kappa = \kappa(H_0)$ ; для парамагнетика, лишенного естественной макроскопической анизотропии, это непосредственно следует из соображений симметрии (ср. <sup>(1)</sup>) и из того обстоятельства, что при условии (3) продольная релаксация в постоянном поле, происходящая без участия решетки, должна быть очень медленной. Подставив (10) в (8) и (9) и перейдя для удобства к вращающейся системе координат, получим уравнения движения в виде

$$\dot{u} = -\kappa u - \Delta v + \xi \kappa C H_0 \beta, \quad (11)$$

$$\dot{v} = \Delta u - \kappa v - \xi \omega_0 M_z, \quad (12)$$

$$\dot{M}_z = \xi \omega_0 v, \quad (13)$$

$$\dot{\beta} = \xi \kappa b^{-1} H_0 (u - \xi C H_0 \beta); \quad (14)$$

здесь  $u$  и  $v$  — поперечные компоненты  $\mathbf{M}$  во вращающейся системе и  $\omega_0 = -\gamma H_0$ ,  $\Delta = \omega_0 - \omega$  (для определенности принято  $\gamma < 0$ ). Из (11) и (12) видно, что поперечная релаксация в постоянном поле является экспоненциальной с временем релаксации  $\kappa^{-1} = T_2$ .

6. Если подставить в (11)–(14) величины  $u$ ,  $v$ ,  $M_z$  и  $\beta$  в виде рядов по степеням малого параметра  $\xi$ , то легко убедиться в том, что для  $t \gg T_2$  разложения правых частей уравнений (11) и (12) начинаются с первой степени, а левых частей — с третьей степени параметра  $\xi$ . На этом основании пренебрегаем в (11) и (12) левыми частями и при помощи получающихся алгебраических уравнений выражаем  $u$  и  $v$  через  $M_z$  и  $\beta$ . Подстановка найденных выражений в (13) и (14) с учетом (4) и соотношения  $H_0^2 = b/c$  (см. <sup>(1, 2)</sup>) дает для  $t \gg T_2$  уравнения движения для  $\alpha$  и  $\beta$ , которые позволяют решить поставленную в п.1 задачу

$$\dot{\alpha} = -W \left( \alpha - \frac{\Delta}{\omega_0} \beta \right), \quad (15)$$

$$\dot{\beta} = W \frac{\Delta}{\omega_0^2} (\omega_0 \alpha - \Delta \beta), \quad (16)$$

где

$$W = \omega_1^2 g, \quad (17)$$

$$g = \kappa / (\kappa^2 + \Delta^2)$$

и  $\omega_1 = -\gamma H_1$ ; из (11) и (12) следует, что  $g$  определяет форму линии поперечного поглощения в приближении линейного ответа (разумеется, лоренцевой эта линия будет только в том случае, если  $\kappa$  не зависит от  $H_0$ ).

7. Уравнения (15) и (16) по форме совпадают с уравнениями Провоторова в лабораторной системе координат для случая, когда спиновую систему можно считать изолированной от решетки (см. <sup>(3)</sup>), по содержанию же отличаются от них более полным учетом спин-спиновых взаимодействий; роль решетки может быть без труда учтена в рамках того же общего подхода (<sup>1</sup>, <sup>2</sup>). Таким образом, этот подход дает возможность очень простым путем получить уравнения, несколько более общие, чем уравнения Провоторова, довольно широко используемые при изучении ядерного магнитного резонанса в твердых телах (см. <sup>(3)</sup>).

Отдел физики полимеров  
Уральского научного центра Академии наук СССР  
Пермь

Поступило  
25 XI 1973

#### ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- <sup>1</sup> И. Г. Шапошников, Радиоспектроскопия, Сб. 6, Тр. Естеств.-научн. инст. Пермского ун-в., т. 12, в. 3, 39 (1969); Proc. Congress Ampere XVII, Amsterdam - London, 1973, p. 374. <sup>2</sup> Д. И. Кадыров, И. Г. Шапошников, ДАН, т. 189, № 1, 77 (1969); С. R., Ser. B, v. 271, 611 (1970); Физ. мет. и металловед., т. 29, № 1, 58 (1970). <sup>3</sup> M. Goldman, Spin Temperature and Nuclear Magnetic Resonance in Solids, Oxford, 1970. (Русск. пер. М. Гольдман, Спиновая температура и ЯМР в твердых телах, М., 1972).