Краткие сообщения ОИЯИ № 1(58)-93 *JINR Rapid Communications № 1(58)-93*
УДК 539.142.3

ОБ ЭЛЕКТРОВОЗБУЖДЕНИИ МАГНИТНЫХ ТВИСТОРНЫХ СОСТОЯНИЙ

В.М.Шилов, И.В.Молодцова*, С.И.Баструков*

Представлен аналитический метод оценки энергий, переходных токовых плотностей, вероятностей переходов и трансверсальных формфакторов, определяющих сечения электровозбуждения магнитных твисторных коллективных мод, обусловленных возбуждением нормальных крутильноподобных колебаний сферического ядра в реакции неупругого рассеяния электронов.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики.

On Electroexcitation of Magnetic Twist Modes

V.M.Shilov, I.V.Molodtsova, S.I.Bastrukov

An analytical method is presented to compute the excitation energy, probability, transition current density, and form factor of the magnetic modes excited by inelastically scattered electrons.

The investigation has been performed at the Laboratory of Theoretical Physics, JINR.

В работе [1] рассмотрена флюид-динамическая модель возбуждения в сферическом ядре длинноволновых поперечных конвекционных колебаний, приводящих к магнитным спин-независимым коллективным модам, и вычислены их собственные частоты. Использованный в этой статье подход позволил обобщить теорию магнитного квадрупольного твисторного резонанса, развитую Хольцвартом и Экартом в [2], на случай произвольной мультипольности.

В данной работе представляется фактически беспараметрический способ вычисления характеристик магнитного ядерного отклика произвольной мультипольности, измеряемых в реакции неупругого рассеяния электронов: переходных токовых плотностей, приведенных вероятностей и формфакторов.

Согласно общей теории неупругого рассеяния электронов на ядрах (см., например, [3,4]), магнитный формфактор, определяющий сече-

---

*Саратовский государственный университет

ние неупругого электронного рассеяния, вводится на основе неприводимой тензорной функции вида (см. [3], уравнение (1.25)):

$$T_{\lambda}^{M}(k,t) = \int j_{\lambda}(kr)\,(Y_{\lambda\,\lambda;1}\cdot\delta J_{\lambda}(r,t))\,d\tau, \tag{1}$$

где $j_{\lambda}(kr)$ — сферическая функция Бесселя ранга λ. Временная зависимость этой функции обусловлена тем, что возбуждаемый ток

$$\delta J_{\lambda} = n_e\,\delta V_{\lambda} = n_e\, a_{\lambda}(r)\,\dot{\alpha}_{\lambda}(t) \tag{2}$$

есть гармоническая функция времени, $\alpha_{\lambda}(t) = \alpha_{\lambda}^{0}\sin\omega_{\lambda}t$ и $a^{\lambda}(r)$ — поле мгновенных смещений. В выражении (2) $n_e = (Z/A)n_0$ и n_0 — плотность числа нуклонов, т.е. подразумевается, что заряд и масса одинаково распределены по объему несжимаемого ядра. Поле $a^{\lambda}(r)$ в длинноволновом приближении является решением векторного уравнения Лапласа

$$\Delta\, a^{\lambda}(r) = 0, \quad \operatorname{div} a^{\lambda}(r) = 0. \tag{3}$$

Тороидальное решение этого уравнения имеет вид

$$a(r) = r^{\lambda}\, Y_{\lambda\,\lambda\,;1}(\theta) \tag{4}$$

и описывает сдвиговые крутильноподобные смещения. В силу того, что это поле является псевдовекторным: $a^{\lambda}(-r) = (-1)^{(\lambda+1)}\, a^{\lambda}(r)$, собственные возбуждения классифицируются как магнитные спин-независимые твисторные моды. В формуле (4) $Y_{\lambda\,\lambda\,;1}$ — векторная сферическая гармоника ранга λ. В [1] подробно показано, как уравнения ядерной флюид-динамики приводятся к гамильтониану гармонического осциллятора

$$H = \frac{B_{\lambda}\,(\dot{\alpha}^{\lambda})^2}{2} + \frac{C_{\lambda}\,(\alpha^{\lambda})^2}{2}. \tag{5}$$

Вычисленные с полем (4) параметры инерции B_{λ} и жесткости C_{λ} колебаний равны

$$B_{\lambda} = M < r^{2\lambda} >, \quad C_{\lambda} = \frac{1}{5} M < r^{2\lambda - 2} > v_F^2\,(2\lambda + 1)\,(\lambda - 1). \tag{6}$$

Для собственных частот получаем следующее выражение:

$$\omega\,(M\lambda) = \sqrt{\frac{C_{\lambda}}{B_{\lambda}}} = v_F \left[\frac{1}{5}(2\lambda + 1)(\lambda - 1)\frac{< r^{2\lambda - 2} >}{< r^{2\lambda} >}\right]^{1/2}. \tag{7}$$

Представленный в [1] расчет был выполнен в приближении резкого края; кроме того, использовалось иное представление для поля смещений, эквивалентное (4) с точностью до постоянного множителя.

Магнитная функция отклика (квадрат модуля формфактора) определяется следующим образом:

$$|F_\lambda^M(k)|^2 = \langle |T_\lambda^M(k,t)|^2 \rangle_t =$$

$$= \frac{1}{2}(\alpha_\lambda^0 \omega_\lambda)^2 \left| \int n_e r^{\lambda+2} j_\lambda(kr)\, dr \right|^2, \qquad (8)$$

где символ $\langle\ldots\rangle_t$ означает среднее по времени. После вычисления интеграла, который в приближении резкого края берется аналитически, получаем магнитный формфактор твисторных мультипольных возбуждений в виде

$$F_\lambda^M(k) = \gamma_\lambda \left[\frac{(2\lambda+1)\, j_\lambda(kR) - kR j_{\lambda-1}(kR)}{k^2R^2}\right], \qquad (9)$$

где

$$\gamma_\lambda = \frac{1}{\sqrt{2}}\,[n_e \alpha_\lambda^0 \omega_\lambda R^{\lambda+3}], \quad \alpha_\lambda^0 = \left(\frac{h^2}{2B_\lambda C_\lambda}\right)^{\frac{1}{4}}. \qquad (10)$$

Другой информативной характеристикой электровозбуждения является переходная токовая плотность $J_{\lambda,\lambda}(r)$. В частности, радиальная зависимость $J_{\lambda,\lambda}(r)$ позволяет судить об объемном или поверхностном характере возбуждения. Эта величина определяется выражением (см. [4], формулу (9)):

$$J_{\lambda,\lambda}(r) = \frac{2}{\pi}\frac{\hat{J}_i}{\hat{J}_f}\int_0^\infty F_\lambda^M(k)\, j_\lambda(kr) k^2 dk. \qquad (11)$$

Здесь индексы i и f относятся к начальному и конечному состояниям ядра; $\hat{J} = \sqrt{2J+1}$ и J — полный угловой момент возбужденного состояния. В рассматриваемых нами случаях $J_f = \lambda$ и $J_i = 0$. Подставляя в (11) выражение для формфактора (9), находим

$$J_{\lambda,\lambda}(r) = \frac{2\hat{J}_i\gamma_\lambda}{\pi\hat{J}_f R^2}\left[(2\lambda+1)\int_0^\infty j_\lambda(kR)\, j_\lambda(kr)dk - \int_0^\infty j_{\lambda-1}(kR)\, j_\lambda(kr)kdk\right]. \quad (12)$$

Установив явный вид переходной токовой плотности, можно оценить вероятность возбуждения (см. [4], формулу (11))

$$B(M\lambda) = \frac{\lambda}{\lambda+1}\left[\frac{\hat{J}_i}{\hat{J}_f}\int_0^\infty J_{\lambda,\lambda}(r) r^{\lambda+2} dr\right]^2 \qquad (13)$$

и вклад твисторных магнитных возбуждений в дифференциальное сечение реакции неупругого рассеяния электронов. Полное сечение фотовозбуждения имеет вид

$$\sigma^{\lambda}_{\text{mag}} = \frac{2\pi^2 e^2}{h\omega_\lambda c} | F^M_\lambda (k = \omega_\lambda) |^2. \qquad (14)$$

Расчет сечений фотовозбуждения магнитных твисторных мод представлен в [5].

Таким образом, флюид-динамический подход позволяет получить достаточно полную информацию для экспериментальной идентификации магнитных твисторных возбуждений в реакции неупругого рассеяния электронов. Численный анализ полученных аналитических выражений будет дан в расширенной публикации.

Литература

1. Bastrukov S.I., Gudkov V.V. — Z.Phys., 1992, A341, p.395.
2. Holzwarth G., Ekart G. — Z.Phys., 1977, A283, p.219; Nucl.Phys., 1979, A325, p.1.
3. Donnelly T.W., Walecka J.D. — Ann.Rev.Nucl.Sci., 1975, 25, p.329.
4. Heisenberg J., Blok H.P. — Ann.Rev.Nucl.Part.Sci., 1983, 33, p.569.
5. Баструков С.И., Шилов В.М., Молодцова И.В. — Направлено на 43 Международное совещание по ядерной спектроскопии и структуре ядра. Дубна, 1993.

Рукопись поступила 20 ноября 1992 года.