

ВЛИЯНИЕ КОРИОЛИСОВА ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ НА МАГНИТНЫЕ МОМЕНТЫ НЕЧЕТНЫХ АТОМНЫХ ЯДЕР

К. Г. АНТОНЯН, Р. А. САРДАРЯН

Вычислены магнитные моменты основных и возбужденных вращательных состояний, построенных на нильссоновских одночастичных состояниях, в зависимости от параметра, характеризующего кориолисово смешивание одночастичных состояний. Показано, что кориолисово взаимодействие может существенно сказаться на магнитных моментах, особенно состояний с большим спином.

В настоящее время хорошо установлено, что кориолисово взаимодействие в ядрах играет важную роль. Впервые по теории возмущений это взаимодействие было учтено Керманом [1] еще в 1956 году. С тех пор оно неоднократно изучалось разными авторами. В рамках простой модели влияние кориолисова взаимодействия на спектр возбужденных состояний и вероятности электромагнитных переходов было изучено путем точной диагонализации гамильтониана модели в работах [2—4]. При этом предполагалось, что форма ядра незначительно отклоняется от аксиально-симметричной. В работе [5] кориолисово взаимодействие содержится в неаксиальном гамильтониане, который также диагонализировался точно. В этих работах [2—5] вращательный спектр и кориолисово взаимодействие между вращательными полосами возникали непосредственно из гидродинамической модели, сформулированной О. Бором [6], при выделенном движении внешнего нуклона. Содержание этих работ подробно изложено в монографии А. С. Давыдова [7].

Очевидно, что кориолисово взаимодействие будет оказывать влияние также и на среднее поле ядра. Простейшим образом это влияние может быть учтено феноменологически, если в гамильтониан ядра ввести вращательный гамильтониан вместе с кориолисовым взаимодействием. В таком виде задача впервые была сформулирована и точно решена в работе [8], где в качестве одночастичного гамильтониана выбирался гамильтониан модели Нильссона [9]. Спустя несколько лет та же задача, но для модели Саксона-Вудса, была решена в работе [10]. В дальнейших работах [11—12] были учтены также парные корреляции и сделана попытка объяснить спектры ряда ядер, вращательные полосы которых сильно отличаются от полос, описываемых простой формулой $E = A I(I + 1)$.

Представляет интерес выяснить влияние кориолисова взаимодействия на электромагнитные свойства ядра. В работе [13] были представлены предварительные результаты по исследованию влияния кориолисова взаимодействия на магнитные моменты основного и возбужден-

ных состояний нечетных атомных ядер, одночастичные состояния которых определяются несколько модифицированным потенциалом Нильссона [14]. Следует отметить, что недавно появилась работа [15], в которой исследованы электромагнитные свойства вращательных состояний в духе модели, сформулированной в работах [11—12]. В частности, в этой работе были рассчитаны также магнитные моменты основного и возбужденных состояний ряда ядер.

В настоящей работе не ставилась цель систематического сравнения теоретических расчетов с экспериментом. Ставилась задача выяснить, насколько кориолисово взаимодействие влияет на магнитные моменты ядер. В качестве примера рассмотрены одночастичные состояния оболочки $N=4$ модели Нильссона [14]. Уровни этой оболочки соответствуют ядрам редкоземельной области. Рассмотрены характеристики одночастичных состояний с асимптотическими квантовыми числами $5/2^+$ [402], $7/2^+$ [404] и $1/2^+$ [411]. Следует, однако, отметить, что в рассматриваемой схеме могут быть исследованы не только остальные одночастичные состояния оболочки $N=4$, но также и состояния любой оболочки.

Итак, в качестве исходного гамильтониана выбирается модифицированный нильссоновский гамильтониан [14]

$$H_{s.p.} = -\frac{\hbar^2}{2m} \Delta + \frac{1}{2} m [\omega_{\perp}^2 (x^2 + y^2) + \omega_z^2 z^2] + \\ + C \vec{l} \vec{s} + D [\vec{l}^2 - \langle \vec{l}^2 \rangle_{shell}], \quad (1)$$

к которому добавляется вращательный гамильтониан

$$H_{rot} = \frac{\hbar^2}{6B\beta_0^2} [(\vec{I}^2 + \vec{J}^2 - \vec{I}_3^2 - \vec{J}_3^2) - 2(\vec{I}_1 \vec{J}_1 + \vec{I}_2 \vec{J}_2)]. \quad (2)$$

Перейдя к безразмерным параметрам

$$\xi = x \left(\frac{m\omega_{\perp}}{\hbar} \right)^{1/2}, \quad \eta = y \left(\frac{m\omega_{\perp}}{\hbar} \right)^{1/2}, \quad \zeta = z \left(\frac{m\omega_z}{\hbar} \right)^{1/2}, \\ \rho^2 = \xi^2 + \eta^2 + \zeta^2 \quad (3)$$

и имея в виду, что

$$\omega_{\perp} = \omega_0(\varepsilon) \left(1 + \frac{1}{3} \varepsilon \right), \quad \omega_z = \omega_0(\varepsilon) \left(1 - \frac{2}{3} \varepsilon \right), \quad (4)$$

одночастичный гамильтониан преобразуется к виду

$$H_{s.p.} \equiv \hat{H}_0 + H_{\varepsilon} - \hbar\omega_0 \times [2\vec{l} \vec{s} + \mu (\vec{l}^2 - \langle \vec{l}^2 \rangle_{shell})], \quad (5)$$

где

$$\hat{H}_0 = \frac{1}{2} \hbar\omega_0(\varepsilon) [-\Delta_p + \rho^2], \quad (6)$$

$$H_{\varepsilon} = \frac{1}{6} \hbar\omega_0(\varepsilon) \cdot \varepsilon \left[\left(\xi^2 - \frac{\partial^2}{\partial \xi^2} \right) + \left(\eta^2 - \frac{\partial^2}{\partial \eta^2} \right) - 2 \left(\zeta^2 - \frac{\partial^2}{\partial \zeta^2} \right) \right], \quad (7)$$

$$\omega_{\perp}^2 \omega_{\parallel} = \omega_0^3(0) = \omega_0^3, \quad (8)$$

$$\omega_0(\varepsilon) = \omega_0 \left(1 - \frac{1}{3} \varepsilon^2 - \frac{2}{27} \varepsilon^3 \right)^{-1/3}, \quad \varepsilon = -\frac{C}{2\hbar\omega_0}. \quad (9)$$

В единицах $\hbar\omega_0$ гамильтониан ядра можно записать в виде

$$H = H_0 + H_1 - 2(1-\lambda) \vec{l} \vec{s} - (\mu - \lambda) \vec{l}^2 - \mu \langle \vec{l}^2 \rangle_{shell} + \\ + \frac{3}{4} \lambda + \lambda [\vec{l}^2 - \vec{j}_3^2 - 2(\vec{l}_1 \vec{j}_1 + \vec{l}_2 \vec{j}_2)], \quad (10)$$

где

$$\lambda = \frac{\hbar^2/6B\beta_0^2}{\hbar\omega_0} \equiv \frac{\bar{A}}{\hbar\omega_0}, \quad (11)$$

$\bar{A} = \frac{\hbar^2}{6B\beta_0^2}$ — характерный вращательный параметр; с учетом (9) имеем

$\lambda = -\frac{2\bar{A}}{C}$, т. е. λ определяется отношением удвоенного вращательного параметра к константе спин-орбитального расщепления.

Волновая функция системы при этом имеет вид

$$\Phi_M^I = \sum_{J, K} a_{JK} |IMJK\rangle, \quad (12)$$

где

$$|IMJK\rangle = \sqrt{\frac{2I+1}{16\pi^2}} (D_{MK}^I \varphi_K^I + (-1)^{I-l} D_{M, -K}^I \varphi_{-K}^I), \quad (13)$$

$$\varphi_K^I = \sum_{m\sigma} \left(l \frac{1}{2} m \sigma | j K \right) \psi_m^I \chi_{\sigma}^{1/2}. \quad (14)$$

Коэффициенты разложения a_{JK} образуют матрицу, которая диагонализует гамильтониан (10).

Оператор магнитного момента ядра с учетом его вращения запишется в виде [9]

$$\vec{\mu} = g_s \vec{s} + g_l \vec{l} + g_R \vec{R}, \quad (15)$$

причем

$$\vec{s} + \vec{l} = \vec{j}, \quad (16)$$

$$\vec{R} + \vec{j} = \vec{I}, \quad (17)$$

или

$$\vec{\mu} = (g_s - g_l) \vec{s} + (g_l - g_R) \vec{j} + g_R \vec{I}. \quad (18)$$

Усредняя оператор (18) по волновым функциям (12) согласно формуле

$$\mu = \frac{\langle IM | \overset{\Delta}{\mu} \overset{\Delta}{I} | IM \rangle}{I+1} \Big|_{M=I}, \quad (19)$$

получим величину магнитного момента. Заметим, что оператор магнитного момента записан в лабораторной системе координат, в то время, как волновая функция внешнего нуклона является собственной функцией оператора момента количества движения в собственной системе координат. Поэтому операторы, относящиеся к внешнему нуклону, должны быть выражены через их компоненты в собственной системе координат, т. е.

$$\overset{\Delta}{j}_{\mu} = \sum_x D_{\mu x}^1 \overset{\Delta}{j}_x, \quad \overset{\Delta}{s}_{\mu} = \sum_x D_{\mu x}^1 \overset{\Delta}{s}_x. \quad (20)$$

Операторы $\overset{\Delta}{j}_x$ и $\overset{\Delta}{s}_x$ действуют на соответствующие волновые функции следующим образом:

$$\overset{\Delta}{j}_x \varphi_K^j = (-1)^x \sqrt{j(j+1)} (j1, K+x, -x | jK) \varphi_{K+x}^j, \quad (21)$$

$$\overset{\Delta}{s}_x \chi_{\sigma}^{1/2} = (-1)^x \sqrt{\frac{3}{4}} \left(\frac{1}{2} 1, \sigma+x, -x | \frac{1}{2} \sigma \right) \chi_{\sigma+x}^{1/2}. \quad (22)$$

Аналогично действует на угловую часть волновой функции и полный момент количества движения

$$I_{\mu} D_{MK}^I = (-1)^{\mu} \sqrt{I(I+1)} (I1, M+\mu, -\mu | IM) D_{M+\mu, K}^I. \quad (23)$$

Перепишем (19) в виде

$$\mu = (g_s - g_l) \frac{\langle \overset{\Delta}{s} \overset{\Delta}{I} \rangle_{M=I}}{I+1} + (g_l - g_R) \frac{\langle \overset{\Delta}{j} \overset{\Delta}{I} \rangle_{M=I}}{I+1} + g_R I = \mu_1 + \mu_2 + \mu_3. \quad (24)$$

Используя волновые функции (12) и учитывая соотношения (20)–(23), можно показать, что

$$\begin{aligned} \mu_1 = & (g_s - g_l) \sqrt{\frac{I}{I+1}} \frac{\sqrt{3}}{2} \left\{ \sum_{jj'K\sigma\alpha} (-1)^x a_{jK\alpha j', K-x} \left(l \frac{1}{2} m \alpha | jK \right) \times \right. \\ & \times \left(l \frac{1}{2} m, \sigma - x | j', K-x \right) \left(1 \frac{1}{2}, -x, \alpha | \frac{1}{2}, \sigma - x \right) (1I, K-x | IK) + \\ & + \sqrt{\frac{2}{3}} (1I, -1/2 | 1/2) \sum_{jj'} (-1)^{I-j'} a_{j1/2} a_{j'1/2} \left(l \frac{1}{2} 0 \frac{1}{2} | j 1/2 \right) \times \\ & \times \left(l \frac{1}{2} 0, -\frac{1}{2} | j', -1/2 \right) \Big\}, \quad (25) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \mu_2 = (g_I - g_R) \sqrt{\frac{I}{I+1}} \left\{ \sum_{jKx} (-1)^x \sqrt{j(j+1)} a_{jK} a_{j, K-x} (j1/2K, -x|j, K-x) \times \right. \\ \left. \times (I1, K-x, x|IK) - \sum_j (-1)^{I-j} \sqrt{j(j+1)} a_{j1/2}^2 \times \right. \\ \left. (j1, -1/21|j1/2) \left(I \frac{1}{2}, -1|I, -1/2 \right), \right. \end{aligned} \quad (26)$$

$$\mu_3 = g_R I. \quad (27)$$

Если ввести обозначения

$$\bar{K}^2 = \sum_{jK} a_{jK}^2 K^2, \quad (28)$$

$$\overline{K(K \pm 1)} = \frac{1}{2} \sum_{jK} a_{jK} a_{j, K \pm 1} \sqrt{(j \pm K + 1)(j \mp K)(I \mp K)(I \pm K + 1)}, \quad (29)$$

$$g_{\bar{K}} = g_I + (g_s - g_I) \frac{W_1}{V_1}, \quad (30)$$

где

$$\begin{aligned} W_1 = \frac{\sqrt{3}}{2} \sum_{jj'Kmx} (-1)^x a_{jK} a_{j', K-x} \left(l \frac{1}{2} m \sigma | jK \right) \left(l \frac{1}{2} m, \sigma - x | j', K-x \right) \times \\ \times \left(1 \frac{1}{2}, -x, \sigma | 1/2, \sigma - x \right) (I1, K-x | IK), \end{aligned} \quad (31)$$

$$\begin{aligned} V_1 = \sum_{jKx} (-1)^x \sqrt{j(j+1)} a_{jK} a_{j, K-x} (j1, K, -x|j, K-x) \times \\ \times (I1, K-x, x|IK), \end{aligned} \quad (32)$$

и, наконец,

$$\begin{aligned} b_0(g_{\bar{K}} - g_R) = - (g_s - g_I) \sum_{jj'} (-1)^{j'} {}^{-1/2} a_{j1/2} a_{j'1/2} \times \\ \times \left(l \frac{1}{2} 0 \frac{1}{2} | j1/2 \right) \left(l \frac{1}{2} 0, -\frac{1}{2} | j', -1/2 \right) - (g_I - g_R) \sum_j (-1)^j {}^{-1/2} \times \\ \times a_{j1/2}^2 \left(j + \frac{1}{2} \right), \end{aligned} \quad (33)$$

то выражение для магнитного момента (24) можно записать в виде

$$\begin{aligned} \mu = g_R I + (g_{\bar{K}} - g_R) \left[\frac{\bar{K}^2}{I+1} + \frac{\overline{K(K-1)}}{I+1} + \frac{\overline{K(K+1)}}{I+1} \right] + \\ + (g_{\bar{K}} - g_R) \frac{2I+1}{4(I+1)} (-1)^{I+1/2} b_0. \end{aligned} \quad (34)$$

В предельном случае, когда K является интегралом движения (нет кориолисова смешивания),

$$\bar{K}^2 \rightarrow K^2, \quad \overline{K(K \pm 1)} \rightarrow 0, \quad g_{\bar{K}} \rightarrow g_K$$

и

$$b_0 (g_{\bar{K}} - g_R) \rightarrow b_0 (g_K - g_R) \delta_{K, 1/2}.$$

При этом выражение (34) переходит в хорошо известное выражение для магнитного момента в модели Нильссона (см., напр. [16]):

$$\mu = g_R I + (g_K - g_R) \frac{K^2}{I+1} [1 + \delta_{K 1/2} (2I+1) (-1)^{I+1/2} b_0], \quad (35)$$

где

$$g_K = g_I + \frac{1}{K} (g_s - g_I) \langle s_z \rangle. \quad (36)$$

Результаты расчетов

Расчет магнитных моментов по формуле (34) проводился на ЭВМ „Раздан-3“. Были вычислены магнитные моменты основных и возбужденных состояний ядер для нильссоновской оболочки $N=4$.

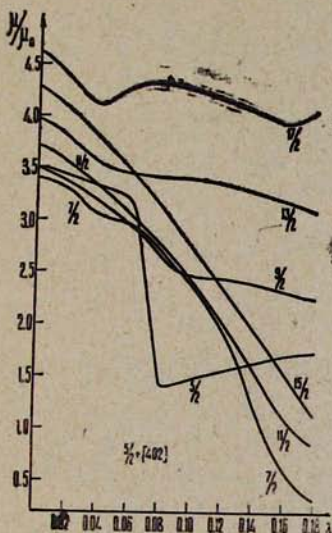


Рис. 1. Магнитные моменты основного и возбужденных вращательных состояний, построенных на нильссоновской орбитали с квантовыми числами $5/2^+ [402]$, в зависимости от параметра λ .

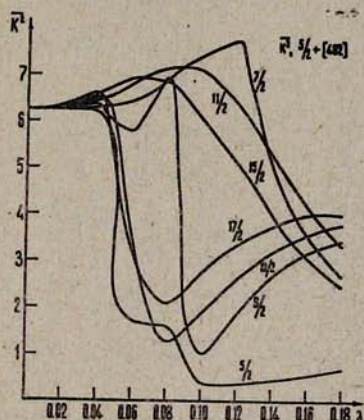


Рис. 2. Зависимость $\bar{K}^2$ от λ для орбитали $5/2^+ [402]$.

Для иллюстрации смешивания состояний были вычислены $\bar{K}^2$ и $\overline{K(K \pm 1)}$ в зависимости от параметра λ . Кроме того, рассчитывалась

величина g_K . Следует отметить, что из-за недостатка машинного времени расчеты проводились при одном значении параметра деформации $\varepsilon = 0,2$.

Рассмотрим сначала результаты расчетов магнитных моментов. Из выражения (11) для λ легко оценить порядок величины этого параметра. Если взять для $\bar{A} = \hbar^2/6B\beta^2$ величину порядка 15 Кэв , а для $\hbar\omega_0 \sim 40A^{-1/3} \text{ Мэв}$, то для $A \sim 150$ получим $\lambda \sim 0,05$. Поэтому область изменения λ была выбрана от 0 до 0,18. На рис. 1 приведены результаты расчета магнитных моментов основного и возбужденных вращатель-

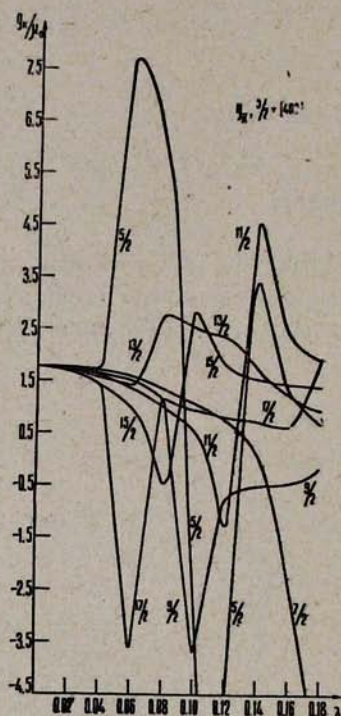


Рис. 3. Зависимость g_K от λ для орбитали $5/2^+$ [402].

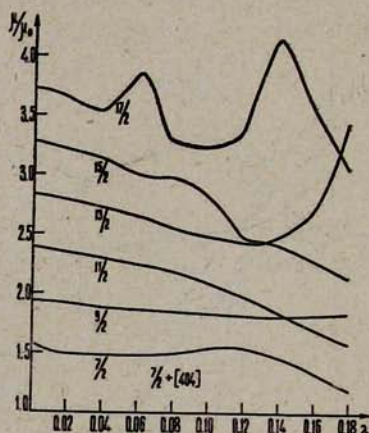
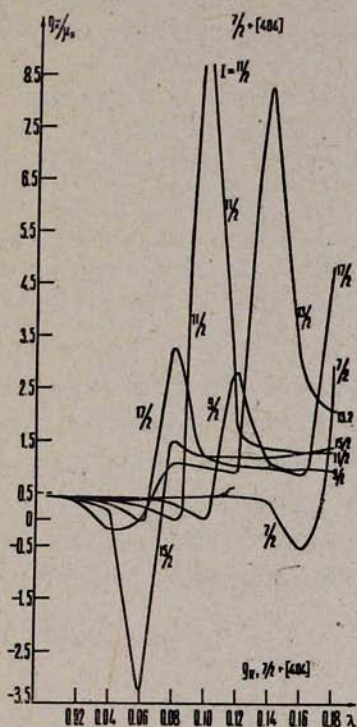


Рис. 4. Зависимость магнитных моментов состояний вращательной полосы, построенной на орбитали $7/2^+$ [404], в зависимости от λ .

ных состояний, построенных на нильссоновской орбитали с квантовыми числами $5/2^+$ [402]. Из рисунка видно, что кориолисово взаимодействие может заметно повлиять на величину магнитного момента, а при $\lambda > 0,06$ отличие становится существенным. Экспериментальных данных относительно магнитных моментов основных и особенно возбужденных вращательных состояний ядер крайне мало и, как указывалось выше, здесь не ставилась задача проведения систематического сравнения с экспериментом. Однако, как известно [16], ядра Re^{185} и Re^{187}

в основном состоянии относятся к орбитали $5/2^+$ [402] и их магнитные моменты в основном состоянии равны $\mu_{\text{экс}}(\text{Re}^{185}) = 3,14$ и $\mu_{\text{экс}}(\text{Re}^{187}) = 3,18$ (см., напр. [17]) при параметре деформации, близком к $\varepsilon = 0,2$. Из рис. 1 следует, что при $\lambda \sim 0,06$ $\mu_{\text{теор}}(5/2) \simeq 3,2$, что весьма близко к экспериментальной цифре. Однако справедливость картины, изображенной на рис. 1, может быть проверена при дальнейшем накоплении экспериментальных данных.

На рис. 2 приведена зависимость $\bar{K}^2$ от λ для орбитали $5/2^+$ [402]. Можно заметить, что при $\lambda > 0,04$ $\bar{K}^2$ уже начинает существенно отли-



расчеты. Потому сравнение с экспериментальными данными здесь было бы не очень корректно. Качественный же результат таков: кориолисово взаимодействие в этом случае начинает играть роль при значительно больших значениях λ и для высоких значений спинов состояний. Об этом свидетельствуют также рис. 5 и 6, на которых соответственно приведены $\bar{K}^2$ и $g_{\bar{K}}$ в зависимости от λ .

И, наконец, на рис. 7 приведена зависимость магнитных моментов орбитали $1/2^+[411]$ от параметра λ , а на рис. 8 — $\bar{K}^2$ от λ . Этой орбитали соответствуют основные состояния изотопов ядер Tb и Tm , равновесная деформация которых также значительно больше $\varepsilon = 0,2$. Из этих рисунков также видно, что влияние кориолисова взаимодействия начинает существенно сказываться при $\lambda > 0,06$.

Следует отметить, что наряду с приведенными на рисунках величинами был рассчитан также ряд других величин, которые здесь не приводятся. Были рассчитаны такие величины, как b_0 , определяемая соотношением (33), а также $\bar{K}(K \pm 1)$, определяемая соотношением (29). Следует отметить, что величина b_0 отлична от нуля для всех состояний и лишь при $\lambda \rightarrow 0$ $b_0 \rightarrow 0$, если $K \neq 1/2$. Во всех случаях, когда $K = 1/2$, b_0 переходит в величину, определяемую формулой (33), где, однако, вместо $g_{\bar{K}}$ стоит g_K .

В заключение отметим, что при расчетах использовались следующие значения параметров, входящих в задачу. В качестве g_R была взята величина, близкая к гидродинамическому значению, $g_R = 0,4$. Спиновое гиромангнитное отношение было взято равным $g_s^{эф} = 0,6 g_s$, где g_s — спиновое гиромангнитное отношение свободного нуклона. Параметры потенциала Нильссона брались такими же, как и в работе [14].

Ереванский физический
институт

Поступила 30.VIII. 1972

ЛИТЕРАТУРА

1. А. К. Керман. Mat-Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk., 30, № 15 (1956).
2. А. С. Давыдов, Р. А. Сардарян. ЖЭТФ, 40, 1429 (1961).
3. А. С. Давыдов, Р. А. Сардарян. Nucl. Phys., 37, 106 (1962).
4. Р. А. Сардарян. Вестник МГУ, серия физ., № 4, 18 (1963).
5. В. В. Пашкевич, Р. А. Сардарян. Nucl. Phys., 65, 401 (1965).
6. А. Bohr. Mat-Fys. Med. Dan. Vid. Selsk., 26, № 14 (1952).
7. А. С. Давыдов. В возбужденные состояния атомных ядер, Атомиздат, М., 1967.
8. В. С. Полюсян, Р. А. Сардарян. Изв. АН АрмССР, Физика, 1, 289 (1966).
9. S. G. Nilsson. Mat-Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk., 29, № 16 (1955).
10. М. И. Черней, В. Д. Овсянников. ЯФ, 10, 262 (1969).
11. М. И. Черней, Н. И. Пятов. Препринт ОИЯИ, Е4-4523, Дубна (1969).
12. М. И. Базнат, Н. И. Пятов, М. И. Черней. Препринт ОИЯИ, Р-44803 (1969).

13. Р. А. Сардарян. Программа и тезисы докладов XX ежегодного совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра, Ленинград, 1970, Часть II, стр. 311.
14. C. Gustafson, I. L. Lamm, B. Nilsson, S. G. Nilsson. Arkiv Fysik, 36, 613 (1967).
15. M. I. Baznat, M. I. Chernej, N. I. Pyatov. JINR, E4-6265, Dubna (1972).
16. О. Нзтан, С. Г. Нильссон. Сб. Альфа-, бета- и гамма- спектроскопия, вып. 2 Атомиздат, М., 1969.
17. Б. С. Джелепов, Л. К. Пекер, В. О. Сергеев. Схемы распада радиоактивных ядер, $A \geq 100$, Изд. АН СССР, М., 1963.
18. I. L. Lamm. Nucl. Phys., A125, 504 (1969).

ԿՈՐԻՈԼԻՍԱՆ ՓՈԽԱԶԴԵՑՈՒԹՅԱՆ ԱԶԴԵՑՈՒԹՅՈՒՆԸ ԿԵՆՏ ԱՏՈՄԱՅԻՆ ՄԻՋՈՒԿՆԵՐԻ ՄԱԳՆԻՍԱԿԱՆ ՄՈՄԵՆՏՆԵՐԻ ՎՐԱ

Կ. Գ. ԱՆՏՈՆՅԱՆ, Ռ. Ա. ՍԱՐԴԱՐՅԱՆ

Հաշվարկված են նիւտրոնյան միամասնիկ վիճակների մագնիսական մոմենտները կախված միամասնիկ վիճակների կորոլիսյան խառնումը բնորոշող պարամետրից: Ցույց է տրված, որ կորոլիսյան փոխազդեցությունը զգալիորեն ազդում է առնաձևապես բարձր սպին ունեցող վիճակների մագնիսական մոմենտների վրա:

INFLUENCE OF CORIOLIS INTERACTION ON THE MAGNETIC MOMENTS OF ODD-MASS NUCLEI

K. G. ANTONIAN, R. A. SARDARIAN

The magnetic moments of ground and excited states of rotational bands built on Nilsson orbitals are calculated for various values of the Coriolis coupling parameters. It is shown that Coriolis interaction may significantly influence the magnetic moments, especially for higher spin states.

