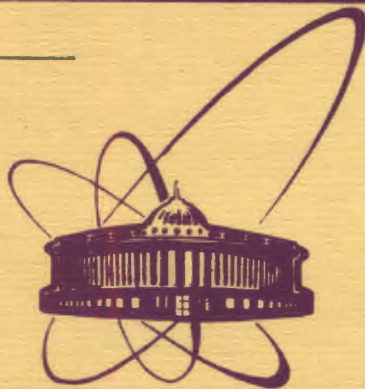


Б-14



Объединенный  
институт  
ядерных  
исследований  
Дубна

3930/2-79

1/10-79

P4 - 12407

В.Н.Багаев, Д.Янссен

СПЕКТР МЮННОГО АТОМА  $^{192}\text{Os}$

1979

P4 - 12407

В.Н.Багаев, Д.Янссен

СПЕКТР МЮОННОГО АТОМА  $^{192}\text{Os}$

*Направлено в ЯФ*

Объединенный институт  
ядерных исследований  
БИБЛИОТЕКА

Спектр мюонного атома  $^{192}\text{Os}$ 

Проведены расчеты спектра и интенсивности E1-переходов в мюонном атоме  $^{192}\text{Os}$ . Для ядерных волновых функций испробованы модели аксиального и неаксиального ядра с фиксированными значениями параметров деформации и коллективная модель Джолоса-Янссена. Найдено значительное различие между предсказаниями разных моделей.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1979

Spectrum of Muonic Atom  $^{192}\text{Os}$ 

The calculations of the spectrum and of the E1-transitions intensities in the  $\mu^{-192}\text{Os}$  atom are reported. The following models generating the nuclear wave functions have been tried: the axial rotator model, the three-axial rotator model and the collective model by Janssen and Jolos. The differences in the predictions based on these models are large enough to the detected experimentally.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1979

## ВВЕДЕНИЕ

Как известно, у мюонных атомов с сильно деформированными ядрами наблюдается значительное E2-взаимодействие, описанное впервые Джекобсоном и Вилетсом <sup>1,2/</sup>. К настоящему времени имеется значительное количество работ, посвященных этому вопросу <sup>3-14/</sup>. Однако следует отметить, что в этих работах обычно рассматриваются только сильно деформированные ядра, нижние уровни которых хорошо описываются моделью жесткого аксиального ротатора.

В данной работе мы рассматриваем мюонный атом с ядром из переходной области -  $\mu^{-192}\text{Os}$ . Как известно, эти ядра являются мягкими и недостаточно хорошо описываются как моделью жесткого ротатора, так и вибрационной моделью. Этот случай является как бы промежуточным между двумя упомянутыми выше. Для описания спектра  $\mu^{-192}\text{Os}$  можно использовать модель Бора-Моттельсона, которая учитывает колебания поверхности ядер, что и сделано в работе <sup>15/</sup>. Здесь ядерные состояния  $^{192}\text{Os}$  мы рассматриваем в рамках модели, предложенной для описания переходных ядер Джолосом и Янссеном <sup>16/</sup>. Нами также произведен для сравнения расчет спектра  $\mu^{-192}\text{Os}$  в предположении, что его ядро описывается в рамках модели Давыдова-Филиппова.

## ТЕОРИЯ

Гамильтониан, описывающий состояния мюонного атома, записываем в виде:

$$H = H_N + c\vec{a}\vec{p} + \beta mc^2 + H_{\mu N} \quad //1/$$

Он состоит из трех членов:

- 1/  $H_N$  - гамильтониан ядра, описывающего взаимодействие нуклонов между собой,
- 2/  $c\vec{a}\vec{p} + \beta mc^2$  - оператор Дирака, описывающий движение мюона,  $a_i$  и  $\beta$  - обычные четырехрядные матрицы Дирака,
- 3/  $H_{\mu N}$  - взаимодействие мюона и всех нуклонов в ядре с учетом радиационных поправок.



Спектр мюонного атома  $^{192}\text{Os}$ 

Проведены расчеты спектра и интенсивности E1-переходов в мюонном атоме  $^{192}\text{Os}$ . Для ядерных волновых функций испробованы модели аксиального и неаксиального ядра с фиксированными значениями параметров деформации и коллективная модель Джолоса-Янссена. Найдено значительное различие между предсказаниями разных моделей.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований, Дубна 1979

Spectrum of Muonic Atom  $^{192}\text{Os}$ 

The calculations of the spectrum and of the E1-transitions intensities in the  $\mu^{-192}\text{Os}$  atom are reported. The following models generating the nuclear wave functions have been tried: the axial rotator model, the three-axial rotator model and the collective model by Janssen and Jolos. The differences in the predictions based on these models are large enough to the detected experimentally.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1979

## ВВЕДЕНИЕ

Как известно, у мюонных атомов с сильно деформированными ядрами наблюдается значительное E2-взаимодействие, описанное впервые Джекобсоном и Вилетсом <sup>/1,2/</sup>. К настоящему времени имеется значительное количество работ, посвященных этому вопросу <sup>/3-14/</sup>. Однако следует отметить, что в этих работах обычно рассматриваются только сильно деформированные ядра, нижние уровни которых хорошо описываются моделью жесткого аксиального ротатора.

В данной работе мы рассматриваем мюонный атом с ядром из переходной области -  $\mu^{-192}\text{Os}$ . Как известно, эти ядра являются мягкими и недостаточно хорошо описываются как моделью жесткого ротатора, так и вибрационной моделью. Этот случай является как бы промежуточным между двумя упомянутыми выше. Для описания спектра  $\mu^{-192}\text{Os}$  можно использовать модель Бора-Моттельсона, которая учитывает колебания поверхности ядер, что и сделано в работе <sup>/15/</sup>. Здесь ядерные состояния  $^{192}\text{Os}$  мы рассматриваем в рамках модели, предложенной для описания переходных ядер Джолосом и Янссеном <sup>/16/</sup>. Нами также произведен для сравнения расчет спектра  $\mu^{-192}\text{Os}$  в предположении, что его ядро описывается в рамках модели Давыдова-Филиппова.

## ТЕОРИЯ

Гамильтониан, описывающий состояния мюонного атома, записываем в виде:

$$H = H_N + c\vec{a}\vec{p} + \beta mc^2 + H_{\mu N} \quad //1/$$

Он состоит из трех членов:

- 1/  $H_N$  - гамильтониан ядра, описывающего взаимодействие нуклонов между собой,
- 2/  $c\vec{a}\vec{p} + \beta mc^2$  - оператор Дирака, описывающий движение мюона,  $a_i$  и  $\beta$  - обычные четырехрядные матрицы Дирака,
- 3/  $H_{\mu N}$  - взаимодействие мюона и всех нуклонов в ядре с учетом радиационных поправок.

В данном случае  $H_{\mu N}$  представляет взаимодействие мюона со средним статическим полем, создаваемым нуклонами ядра. Потенциал, создаваемый ядром в системе координат, связанной с ядром, имеет вид

$$V(r, \theta', \phi') = \Phi(r) + \frac{1}{2} (V_{20}(r, a'_0, a'_2) Y_{20}(\theta', \phi') + V_{22}(r, a'_0, a'_2) Y_{22}(\theta', \phi') + V_{2-2}(r, a'_0, a'_2) Y_{2-2}(\theta', \phi')), \quad /2/$$

функции  $V_{2m}(r, a'_0, a'_2)$  равны:

$$V_{2m}(r, a'_0, a'_2) = 2\sqrt{\frac{4\pi}{5}} \frac{1}{r^3} \left( \int_0^\infty \rho_{2m}(r') r'^4 dr' - \int_r^\infty \rho_{2m}(r') \frac{r'^5 - r^5}{r'} dr' \right), \quad /3/$$

где  $\rho_{2m}(r')$  определяется соотношением:

$$\rho_{2m}(r') = \int \rho(r') Y_{2m}^*(\theta', \phi') d\Omega. \quad /4/$$

Если считать, что распределение заряда в ядре описывается формулой:

$$\rho(\vec{r}) = \frac{\rho_0}{1 + \exp\left\{ \frac{4 \ln 3}{t} (r - c) (1 + a'_0 Y_{20}(\theta, \phi) + a'_2 (Y_{22}(\theta, \phi) + Y_{2-2}(\theta, \phi))) \right\}}, \quad /5/$$

то, предполагая деформации малыми, можем записать разложение плотности вблизи точки  $a'_0 = 0, a'_2 = 0$ :

$$\rho(\vec{r}) = \rho_0(\vec{r}) + a'_0 \left. \frac{\partial \rho(\vec{r})}{\partial a'_0} \right|_{a'_0=0, a'_2=0} + a'_2 \left. \frac{\partial \rho(\vec{r})}{\partial a'_2} \right|_{a'_0=0, a'_2=0}. \quad /6/$$

С учетом этого разложения функцию  $V_{2m}(r, a'_0, a'_2)$  можно записать в следующем виде:

$$V_{2m}(r, a'_0, a'_2) = 8 \ln 3 \sqrt{\frac{4\pi}{5}} \frac{c}{tr^3} a'_m \left( \int_0^\infty \frac{\exp\left\{ \frac{4 \ln 3}{t} (r' - c) \right\}}{(1 + \exp\left\{ \frac{4 \ln 3}{t} (r' - c) \right\})^2} r'^4 dr' - \int_r^\infty \frac{\exp\left\{ \frac{4 \ln 3}{t} (r' - c) \right\}}{(1 + \exp\left\{ \frac{4 \ln 3}{t} (r' - c) \right\})^2} \frac{r'^5 - r^5}{r'} dr' \right). \quad /7/$$

Учитывая, что произведение постоянного множителя на первый член в скобках в вышенаписанном выражении представляет собой в данном приближении величину квадрупольного момента, мы можем записать

$$V_{2m}(r, a'_0, a'_2) = Q'_{2m} f(r), \quad /8/$$

где  $f(r)$  - проникающая функция, равная

$$f(r) = \frac{1}{r^3} \left( 1 - \frac{\int_0^\infty \frac{\exp\left\{ \frac{4 \ln 3}{t} (r' - c) \right\}}{(1 + \exp\left\{ \frac{4 \ln 3}{t} (r' - c) \right\})^2} \frac{r'^5 - r^5}{r'} dr' - \int_r^\infty \frac{\exp\left\{ \frac{4 \ln 3}{t} (r' - c) \right\}}{(1 + \exp\left\{ \frac{4 \ln 3}{t} (r' - c) \right\})^2} r'^4 dr' \right). \quad /9/$$

Учитывая выражение /8/, можем записать гамильтониан в следующем виде:

$$H_{\mu N} = f(r) \left( \sum_k Q'_{2k} Y_{2k}(\theta, \phi) \right). \quad /10/$$

Здесь мы учли следующую связь между квадрупольными моментами, заданными в собственной и лабораторных системах координат

$$Q'_{2k} = Q'_{20} D_{k0}^{2*}(\theta) + Q'_{22} D_{k2}^{2*} + Q'_{2-2} D_{k-2}^{2*}. \quad /11/$$

Необходимые для базиса диагонализации волновые функции мюона выбираем в виде



$$\psi_{nk}^{\mu}(\vec{r}) = \begin{pmatrix} 1/r_{\mu} G_{nk}(r) \chi_k^{\mu}(\theta, \phi) \\ i/r_{\mu} F_{nk}(r) \chi_{-k}^{\mu}(\theta, \phi) \end{pmatrix}, \quad /12/$$

где  $F_{nk}(r)$  и  $G_{nk}(r)$  соответственно малая и большая компоненты волновой функции мюона с нормировкой

$$\int (F_{nk}^2 + G_{nk}^2) dr = 1. \quad /13/$$

Функции  $\psi_{nk}^{\mu}(r)$  являются собственными функциями гамильтониана /1/, если не учитывать квадрупольного взаимодействия.

Гамильтониан, описывающий ядро, записываем согласно модели Джолоса-Янссена в виде /16/:

$$\begin{aligned} H = & w_{21} \sum_{\mu} b_{2\mu}^{+} b_{2\mu} + \\ & + w_{20} [(b_2^{+} b_2)_{00}]_{00} \sqrt{1 - \frac{\sum_{\mu} b_{2\mu}^{+} b_{2\mu}}{\omega}} (1 - \frac{\sum_{\mu} b_{2\mu}^{+} b_{2\mu+1}}{\omega}) + h.c.) + \\ & + w_{31} [(b_2^{+} b_2 b_2)_{00}]_{00} \sqrt{1 - \frac{\sum_{\mu} b_{2\mu}^{+} b_{2\mu}}{\omega}} + h.c.) + \\ & + \sum_{I=0,2,4} w_{42I} [(b_2^{+} b_2)_{I1}]_{00} [b_2 b_2]_{I1} \end{aligned} \quad /14/$$

Здесь  $\omega$  - положительное целое число, в нашем случае равное 10. Численные значения коэффициентов  $w_{21}$ ,  $w_{20}$ ,  $w_{31}$ ,  $w_{42I}$  определялись из минимума отклонения теоретических энергий от экспериментальных для первых 5 низлежащих состояний  $2_1^{+}$ ,  $2_2^{+}$ ,  $4_1^{+}$ ,  $4_2^{+}$ ,  $3_1^{+}$ .

Собственные функции вышенаписанного гамильтониана использовались в базисных волновых функциях, которые имели вид:

$$|\lambda I j n k; FM\rangle = \sum_{M_I \mu} (I j M \mu | FM) \psi_{\lambda I M_I}^{\mu} \psi_{nk}^{\mu}. \quad /15/$$

Здесь  $I$ ,  $M_I$  и  $j$ ,  $\mu$  - квантовые числа угловых моментов ядра и мюона.

Матричные элементы квадрупольного взаимодействия в этом базисе имеют вид:

$$\begin{aligned} \langle \lambda I' j' n' k'; FM | H_{\mu N Q_2} | \lambda I j n k; FM \rangle = \\ = -\frac{1}{2} (-1)^{2j'+j+F} \frac{1}{\sqrt{2j'+1}} W(I' j' 1 j; F 2) (j' 2 \frac{1}{2} 0 | j \frac{1}{2}) \times \end{aligned} \quad /16/$$

$$\times e^2 \int dr (F_{n'k'}(r) F_{nk}(r) + G_{n'k'}(r) G_{nk}(r)) f(r) \times \langle \lambda I' || Q_2 || \lambda I \rangle.$$

Интенсивности дипольных переходов соответственно определяются выражениями

$$\begin{aligned} A_{if}(n' l' F' \rightarrow n l F) = (E_i - E_f)^3 (2l+1)(2F+1)(2F'+1)(l' 1 0 | l' 0)^2 \times \\ \times \left| \sum_{j j' I} (-1)^{j+j'-I} [(2j+1)(2j'+1)]^{1/2} (n l j | r | n' l' j') C(I j' F) C(I j F) \right|^2 \times /17/ \\ \times W(l j l' j'; \frac{1}{2} 1) W(j j' F F'; 1 I)^2, \end{aligned}$$

где  $C(I j F)$  - коэффициенты, входящие в разложение волновых функций соответствующего уровня по базисным волновым функциям:

$$|\lambda n l; FM\rangle = \sum_{I j} C(I j F) |\lambda I j n k; FM\rangle. \quad /18/$$

## РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ И ОБСУЖДЕНИЯ

Используя вышенаписанные формулы, мы произвели расчет спектра  $\mu^{-192}\text{Os}$  /табл. 1/. При расчете учитывалось в первом порядке влияние поляризации вакуума. Кроме того, учитывались поправки, связанные с поляризацией ядра. При учете этих поправок мы следовали работе /17/. При анализе учитывались первые два уровня основной полосы, остальные уровни не учитывались, поскольку их энергии гораздо выше.

Нами также был вычислен спектр  $\mu^{-192}\text{Os}$  в случае, когда ядро описывается в рамках модели Давыдова-Филиппова /табл. 1/. Необходимое значение  $\beta$  определялось по формуле /18/:

Таблица

Энергии и относительные интенсивности  $2p-1$  переходов  $\mu^{-192}\text{Os}$ 

Тип ядерной модели:	1	2	3	4	5
Бора-Моттельсона энергии (кэВ)	5291,5	5360.3	5385.5	5497.0	5591.0
интенсивности	0.0976	0.3298	0.0909	0.4580	0.0237
Давыдова-Филиппова энергии (кэВ)	5290.9	5364.2	5392.1	5496.7	5597.9
интенсивности	.1176	.3371	0.0967	0.4154	0.0331
Джолоса-Янссена энергии (кэВ)	5331.9	5401.9	5422.5	5537.7	5628.3
интенсивности	.1173	0.3374	0.1012	0.4007	0.0369

$$\beta = \left[ \frac{1224}{A^{7/2} E_{2^+}} X \right]^{1/2},$$

где  $X$  — величина, зависящая от  $\gamma$ . Для сравнения в табл. 1 также приведен спектр  $\mu^{-192}\text{Os}$ , который получен в работе /15/ на основе модели Бора-Моттельсона.

Видно, что различия в спектрах довольно существенны, особенно отличается спектр в случае, когда ядро описывается в рамках модели Джолоса-Янссена.

Отметим, что спектр  $\mu^{-192}\text{Os}$  экспериментально не определен. Поэтому от будущих мюонных экспериментов мы можем ожидать ответа на вопрос: какая из моделей лучше описывает данное ядро?

Авторы выражают благодарность Р.В.Джолосу за полезные обсуждения.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Jacobson B.A. Phys.Rev., 1954, 96, p. 1637.
2. Willets L. Mat.Fys.Modd., 1954, No. 3, p. 29.
3. Acker H.L. Nucl.Phys., 1965, 62, p. 477.
4. Cote R.E. Phys.Rev., 1969, 179, p. 1134.
5. MacKee R.J. Phys.Rev., 1969, 180, p. 1139.
6. Dieper W., Greiner. Phys.Lett., 1967, 24B, p. 377.
7. Pieper W., Greiner. Nucl.Phys., 1968, A109, p. 533.
8. Davidson J.P. Phys.Lett.; 1974, 32, p. 337.
9. Acker H.L. Nucl.Phys., 1966, 87, p. 153.
10. De Wit S.A. et al. Nucl.Phys., 1967, 87, p. 653.
11. Ким Е. Мезонные атомы и ядерная структура. Атомиздат, М., 1975.
12. Энгер Р. и др. ЭЧАЯ, 1975, 5, с. 282.
13. Lehner A. et al. Nucl.Phys., 1975, A254, p. 315.
14. Acker H.L. et al. Nucl.Phys., 1966, 87, p. 1.
15. Konishi T. Progr.Theor.Phys., 1977, 48, p. 1569.
16. Janssen D., Jolos R.V., Donau F. Nucl.Phys., 1974, A224, p. 930.
17. Chen M.Y. Phys.Rev., 1970, 9, p. 1176.
18. Mayer-ter-Vehn J. Nucl.Phys., 1975, A249, p. 141.

Рукопись поступила в издательский отдел  
20 апреля 1979 года.