

## МАССОВАЯ ФОРМУЛА В СХЕМЕ ВОССТАНОВЛЕНИЯ ВИГНЕРОВСКОЙ $SU(4)$ -СИММЕТРИИ В ТЯЖЕЛЫХ ЯДРАХ

*Ю.В. Гапонов, Н.Б. Шульгина, Д.М. Владимиров*

На основе экспериментальных данных по разностям масс ядер исследуется вопрос о вкладе высших операторов Казимира  $SU(4)$ -группы в массовую формулу в ядрах с  $A \gg 216$ . Получено, что разности масс ядер-изобар описываются в схеме восстановления  $SU(4)$ -симметрии с точностью  $\sim 200$  кэВ.

Открытие спин-флип резонанса в реакциях перезарядки [1 – 3] и обнаружение факта его сближения с аналоговым резонансом в тяжелых ядрах [4] подтверждает, по-видимому, гипотезу о восстановлении Вигнеровской  $SU(4)$ -симметрии с ростом нейтронного избытка  $N - Z$ , выдвинутую при исследовании массовых соотношений средних и тяжелых ядер на основе этой симметрии [5]. Предположение о восстановлении  $SU(4)$ -симметрии позволяет уточнить структуру члена симметрии в массовой формуле. Первая массовая формула в схеме  $SU(4)$  была предложена Вигнером [6] в виде

$$M(A, T_Z) = a(A) + b(A) \frac{1}{2} (t^2 + s^2 + y^2 - 5) + V_{\text{кул}}(A, Z) \quad (1)$$

$$t = P + 2, \quad s = P' + 1, \quad y = P''.$$

Квантовые числа  $(P, P', P'')$  характеризуют мультиплет, включающий основное состояние ядра  $A(N, Z)$  и имеют значения

$$(P, P', P'') = \begin{cases} (T_Z, 0, 0) & N, Z - \text{четные} \\ (T_Z, 1, 0) & N, Z - \text{нечетные} \\ (T_Z, 1/2, \pm 1/2) & A - \text{нечетное} \end{cases}, \quad (2)$$

$a(A), b(A)$  – универсальные константы для ядер-изобар. Формула Вигнера отвечает построению энергии системы с использованием оператора Казимира  $C_2$  группы  $SU(4)$ . Уже в [7] была отмечена принципиальная возможность использования наряду с  $C_2$  также двух других операторов Казимира  $SU(4)$ :  $C_3$  и  $C_4$ . Однако до настоящего времени вклад этих слагаемых не был обнаружен [8].

Нами были проведены специальные исследования разностей масс ядер  $A \geq 216$  для выяснения вклада высших операторов Казимира в массовую формулу. Область  $A \geq 216$  соответствует району восстановления  $SU(4)$ -симметрии и экспериментальной области особопрецизионных исследований масс. Массовая формула представлялась в  $SU(4)$  – инвариантной форме с учетом нарушений, происходящих от вклада кулоновского и спаривательного взаимодействий:

$$M(A, T_Z) = a(A) + b(A) \frac{1}{2} (t^2 + s^2 + y^2) + c(A)tsy + d(A)(t^2s^2 + t^2y^2 + s^2y^2) + e(A)(t^4 + s^4 + y^4) + V_{\text{кул}}(A, Z) + \delta M_{\text{СП}}(A), \quad (3)$$

где  $a(A), b(A), c(A), d(A), e(A)$  – инвариантные параметры, универсальные для ядер-изобар. Разность кулоновских энергий  $\Delta V_{\text{кул}}$  находилась нами из специальной обработки данных по положениям аналоговых резонансов ядер при  $A \geq 60$  [9]:

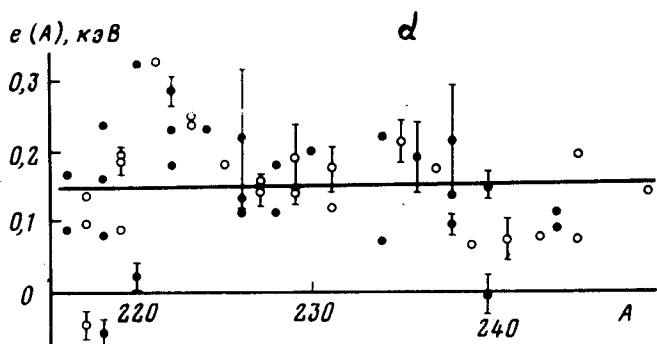
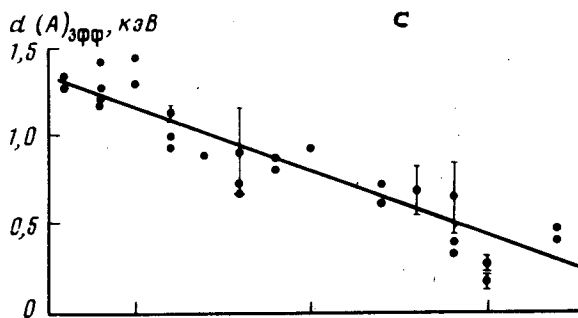
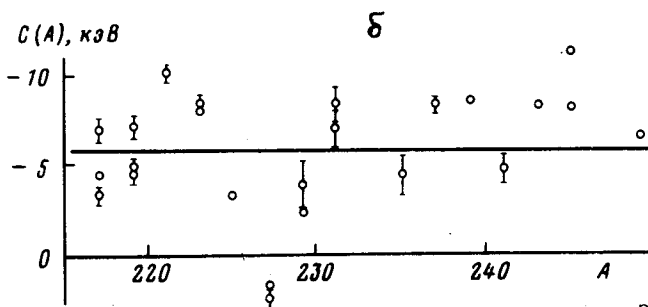
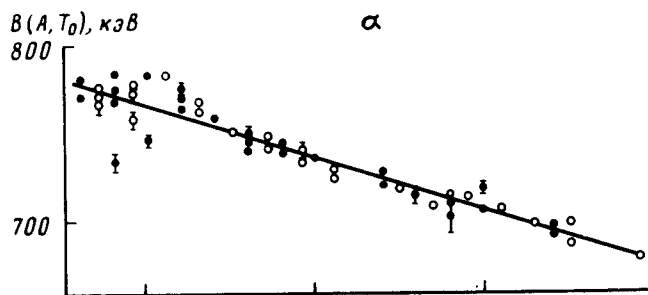
$$\begin{aligned} \Delta V_{\text{кул}} &= V_{\text{кул}}(A, Z+1) - V_{\text{кул}}(A, Z) = \\ &= (2Z+1)A^{-1/3} (703(1 - 1,28A^{-2/3}) \pm 4,5) \text{ кэВ} \end{aligned} \quad (4)$$

$\delta M_{\text{СП}}(A)$  – известная феноменологическая спаривательная добавка, отвечающая  $\pm \Delta(A)$  для четных ядер и нулю – для нечетных. Исследование разностей масс ядер-изобар позволяет определить параметры:

$$b(A, T_0) = b(A) + e(A)T_0(T_0+1); c(A); d_{\text{эфф}}(A) = d(A) + \Delta(A)/T_0(T_0+3); e(A) \quad (5)$$

( $T_0 = 26$  – среднее значение изоспина в исследуемом районе) и тем самым уточнить массовую формулу для тяжелых ядер. Всего нами было использовано 125 значений разностей масс по данным Валстра [10], из них 30 значений особо высокой точности для определения ошибок. Все эти данные дали 24 независимых набора параметров для нечетных и 28 – для четных ядер. Результаты представлены на рис.1, а – г и позволяют сделать следующие выводы.

1. Разности масс ядер-изобар описываются в схеме восстановления  $SU(4)$ -симметрии формулой (3) с точностью  $\sim 200$  кэВ в области  $A \geq 216$ .



Экспериментальные значения параметров массовой формулы (3)  $b(A, T_0)$ ,  $c(A)$ ,  $d_{эфф}(A)$  и  $e(A)$  соответственно и их аппроксимация (сплошные линии) для четных ( $\bullet$ ) и нечетных ( $\circ$ ) ядер. Отсутствие ошибки у экспериментальной точки соответствует тому, что экспериментальная ошибка меньше минимального масштаба рисунков

2. Параметр  $b(A)$  описывает вклад эффективного двухчастичного спин-изоспинного взаимодействия, имеющего структуру

$$\sum_{i \neq j=1}^A [(\vec{\sigma}^i \vec{\sigma}^j) + (\vec{\tau}^i \vec{\tau}^j) + (\vec{\sigma}^i \vec{\sigma}^j)(\vec{\tau}^i \vec{\tau}^j)], \quad (6)$$

Параметр  $b(A, T_0)$  описывается приближенным эмпирическим выражением:

$$b(A, T_0) = (-3(A - 230) + 738) \pm 5 \text{ кэВ}. \quad (7)$$

3. Параметр  $c(A)$  описывает вклад в нечетные ядра эффективного трехчастичного спин-изоспинового взаимодействия структуры

$$\sum_{i \neq j \neq k=1}^A (\epsilon_{\alpha\beta\gamma} \sigma_\alpha^i \sigma_\beta^j \sigma_\gamma^k + \epsilon_{\alpha\beta\gamma} \tau_\alpha^i \tau_\beta^j \tau_\gamma^k + \epsilon_{\alpha\beta\gamma} \epsilon_{\mu\nu\chi} \sigma_\alpha^i \sigma_\beta^j \sigma_\gamma^k \tau_\mu^i \tau_\nu^j \tau_\chi^k) \quad (8)$$

и приближенно описывается средним значением:

$$c(A) = -6,0 \pm 2,0 \text{ кэВ}. \quad (9)$$

Полный вклад этого типа в разности масс нечетных ядер  $\sim 200$  кэВ.

4. Параметр  $d_{\text{эфф}}(A)$  описывает средний по изобаре совместный вклад спаривания  $-\Delta(A)$  и четырехчастичных эффективных спин-изоспиновых сил  $-d(A)$  в четные ядра (вклады по отдельности определить не удается) и аппроксимируется выражением

$$d_{\text{эфф}}(A) = (0,81 - 0,4(A - 230)) \pm 0,09 \text{ кэВ}. \quad (10)$$

Полный вклад этого типа в разности масс четных ядер  $\sim 600$  кэВ.

5. Параметр  $e(A)$  описывает вклад эффективного четырехчастичного спин-изоспинового взаимодействия и приближенно аппроксимируется средним значением:

$$e(A) = 0,15 \pm 0,05 \text{ кэВ}, \quad (11)$$

однако его значения чувствительны к неопределенностям в разностях кулоновских энергий (4). Ожидаемый вклад этого слагаемого сверх  $b(A, T_0) \sim 200$  кэВ.

6. Суммарный вклад спин-орбитального механизма нарушения симметрии в заряженном  $p\bar{n}$ -канале возбуждений в исследованном районе составляет:

в параметр  $b(A, T_0) \gtrsim 0,5\%$ , в  $d_{\text{эфф}}(A) \gtrsim 10\%$ , в  $c(A) \gtrsim 30\%$ ,

в  $e(A) \gtrsim 50\%$ .

Авторы благодарны С.Т.Беляеву, Д.П.Гречухину, Ю.С.Лютостанскому, В.А.Ходелю, Ф.Е.Чукрееву, И.С.Шапиро за полезные дискуссии.

Поступила в редакцию  
20 июля 1981 г.

## Литература

- [1] *Sterrenburg W.* et al. Int. Conf. on extreme states in nuclear systems, Dresden, dec. 1979, Zfk-404, 87.
  - [2] Indiana University Cyclotron Facility Scientific and Technical Report, 1979, IUCF-1979, Indiana, USA, 27.
  - [3] *Виноградов А.А.* и др. Письма в ЖЭТФ, 1981, 33, 233.
  - [4] *Horen D.J.* et al., IUCF-1979, Indiana, USA, 44; Proc of the Int. Conf. on Nucl. Phys., Aug. 1980, p.271, Berkeley, California.
  - [5] *Гапонов Ю.В., Григорьян Ю.И., Лютостанский Ю.С.* ЯФ, 1980, 31, 65.
  - [6] *Wigner E.P.* Phys. Rev., 1937, 51, 947.
  - [7] *Burdet J.* et al. Nuovo Cim., 1968, 54B, 1.
  - [8] *Cavin M.* et al., Nucl. Phys., 1981, A361, 192.
  - [9] *Conrtney W.J., Fox J.D.* At Data and Nucl. Data Tables 1975, 15, 141.
  - [10] *Wapstra A.H., Bos K.* Atomic Data and Nuclear Data Tables, 1977, 19, 175.
-