

ГИПОТЕЗА ВИГНЕРОВСКОЙ $SU(4)$ -СИММЕТРИИ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ЗНАЧЕНИЕ g_A/g_V ДЛЯ НУКЛОНОВ ЯДЕРНОЙ МАТЕРИИ

Ю. В. Гапонов

Показано, что экспериментально наблюдаемое подавление матричных элементов β -распада гамов-теллеровских резонансов свидетельствует о том, что ядерный нуклон по своим свойствам близок к схеме $SU(4)$ вигнеровской симметрии, а отношение эффективных констант g_A/g_V для него близко к единице, тогда как для свободного нуклона $SU(4)$ -симметрия нарушена.

Открытие гамов-теллеровского резонанса в реакциях перезарядки ¹ вновь стимулировало интерес к проблеме вигнеровской $SU(4)$ -симметрии нуклонов, известной еще с классических работ Вигнера 1937 года ². В строгой симметрии такого типа все свойства аналогового резонанса AP и гамов-теллеровского резонанса ГТР должны быть, с точностью до спиновых факторов $S = 0, 1$, идентичны. Действительно, эксперимент демонстрирует практическое вырождение AP и ГТР по энергии в области ядер от ²⁰⁸Pb до ²³⁸U ³, подавление спин-орбитальных сил в заряженном $p\bar{n}$ -канале возбуждения ядер увеличивающееся с ростом $N - Z$ ⁴ и близость констант изоспинового и спин-изоспинового взаимодействий в ядерном веществе ⁵, что позволяет говорить о приближенном восстановлении вигнеровской симметрии с ростом $N - Z$, реализующемся в области тяжелых ядер ⁶. Независимые аргументы в пользу этой гипотезы следуют из анализа разностей масс ядер-изобар в области $A \geq 216$, проведенного на основе модифицированной, по схеме $SU(4)$ -симметрии, формулы Вайцзеккера, в рамках которого удается объяснить экспериментальные разности с точностью ~ 150 кэВ, на уровне современных массовых формул ⁷. Однако, все эти аргументы связаны с энергетическими характеристиками ядер, менее чувствительными к нарушениям симметрии, чем матричные элементы переходов.

Последние экспериментальные исследования сечений (p, n) реакции с возбуждением ГТР показывают сильное подавление матричных элементов M_{GT}^2 , описывающих β -распад ГТР в основное состояние ядра-мишени в средних и тяжелых ядрах ³. Величина этого подавления по отношению к предполагающимся пустотным значениям достигает $\sim 50 \pm 10$ %. С точки зре-

ния теории ядра оно должно быть связано с двумя факторами: структурным, варьирующимся от ядра к ядру в зависимости от заполнения оболочек, и универсальным по всем ядрам – спин-изоспиновой поляризацией ядерной материи. В теории конечных ферми-систем последний связывается с эффективным зарядом квазичастиц $e_q(\sigma\tau)$ по отношению к внешнему полю типа $\sigma\tau$ ⁸. Для достаточно тяжелых ядер, в квазиклассическом приближении M_{GT}^2 выражается в этой теории формулой⁹:

$$M_{GT}^2 = e_q^2(\sigma\tau)(N-Z)(1-\delta), \quad \delta \cong \frac{2}{3g'_0} \frac{E_{I_s}^2}{\Delta E^2 + E_{I_s}^2}, \quad g'_0 \sim 1,0, \quad (1)$$

где поправка δ учитывает структурные факторы и зависит от энергетической ширины слоя $N-Z$ избыточных нейтронов ΔE и их средней спин-орбитальной энергии E_{I_s} . Поскольку величина ΔE пропорциональна $N-Z$, а E_{I_s} близка к постоянной ($E_{I_s} \sim 6$ МэВ¹⁰), то структурные факторы падают с ростом $N-Z$ и в области ²⁰⁸Pb составляют величину $\sim 10-15\%$. Исходя из экспериментального значения фактора подавления:

$$(M_{GT}^2)_{\text{экс}} / (N-Z) = 0,50 \pm 0,10 \quad (2)$$

получим для эффективного заряда нуклона в ядерной материи оценку:

$$e_q^2(\sigma\tau) = \frac{(M_{GT}^2)_{\text{экс}}}{(N-Z)} \delta^{-1} \approx 0,60 \pm 0,10, \quad e_q(\sigma\tau) \approx 0,8 \pm 0,05 \quad (3)$$

близкую к значению, следующему из точных расчетов: $e_q(\sigma\tau) \sim 0,8$ ¹¹. С середины 60-х годов в теории конечных ферми-систем использовалось значение $e_q \sim 0,9$, следовавшее, например, из обработки β -переходов зеркальных ядер¹². Оба эти значения согласуются, если учесть, что из экспериментов по (p, n) -реакции вытекает существование переходной области в районе легких ядер, где эффективный заряд должен падать от 1,0 до 0,8. Ядра зеркальной группы $A \lesssim 40$ находятся, по-видимому, в этой переходной области.

С микроскопической точки зрения отличие e_q от единицы связано с влиянием сложных многочастичных вкладов, например $2p-2h$, и вкладом коллективных резонансов, далеких от поверхности Ферми. К последним должны, в частности, относиться гипотетические состояния $\Delta(1236)$ -резонанс – нуклонная дырка, широко обсуждаемые сейчас в литературе¹³. В случае вигнеровской $SU(4)$ -симметрии из идентичности изоспиновой и спин-изоспиновой вершин следуют соотношения:

$$g_A/g_V = \frac{e_q(\sigma\tau)}{e_q(\tau)} = 1, \quad e_q(\sigma\tau) = e_q(\tau) = 1. \quad (4)$$

Последнее – следствие сохранения изоспина. На первый взгляд экспериментальная оценка (3) противоречит этим соотношениям. Однако, для пустотного нуклона, сравнение с которым производится в (3), изоспиновые и спин-изоспиновые свойства не совпадают, поскольку для него

$$g_A/g_V = 1,25 \pm 0,01. \quad (5)$$

Это значит, что для него $SU(4)$ -симметрия уже нарушена, чему физически и соответствуют отличные от нуля вклады в правило сумм Адлера – Вайсбергера Δ -резонанса и других высших резонансов. Наоборот, для ядерных нуклонов эффективное отношение \tilde{g}_A/\tilde{g}_V в ядерной материи отличается от пустотного на величину эффективного заряда и будет:

$$(g_A/g_V)_{\text{яд}} = \tilde{g}_A/\tilde{g}_V = \frac{g_A}{g_V} \frac{e_q(\sigma\tau)}{e_q(\tau)} = 1,25 (e_q(\sigma\tau))_{\text{экс}} \approx 1,0 \pm 0,05, \quad (6)$$

т.е. близко к значению ожидаемому в схеме $SU(4)$ -симметрии. Таким образом, возникает интересный вывод о том, что нуклоны ядерной материи по своим свойствам ближе к $SU(4)$ -симметрии, нежели нуклоны в пустоте. Прямой проверкой этого вывода могло бы стать изучение коллективности состояний Δ -резонанс – нуклонная дырка в реакциях перезарядки под 0° при энергии $\sim 0,5 - 1$ ГэВ/частицу. В случае $SU(4)$ -симметрии следует ожидать преимущественного возбуждения отдельных нуклонов, а при нарушении симметрии – возбуждения когерентных состояний ядра – как целого. В первом случае сечение пропорционально A или $A^{2/3}$, во втором – пропорционально A^2 .

Литература

1. *Bainum D.E. et al.* Phys. Rev. Lett., 1980, **44**, 1751; *Horen D.J. et al.* Phys. Lett., 1980, **B95**, 27.
2. *Wigner E.P.* Phys. Rev., 1937, **51**, 106, 947.
3. *Gaarde C. et al.* Proc. Int. Conf. on Spin Excitations in Nuclei, Telluride, USA, March, 1982.
4. Гапонов Ю.В., Лютостанский Ю.С. ЯФ, 1974, **19**, 62.
5. Гапонов Ю.В. и др. Письма в ЖЭТФ, 1981, **34**, 407.
6. Гапонов Ю.В. и др. ЯФ, 1980, **31**, 65.
7. *Garonov Tu.V. et al.* Nucl. Phys., 1982, **A391**, 93.
8. Мигдал А.Б. Теория конечных ферми-систем и свойства атомных ядер, М.: Наука, 1965.
9. Гапонов Ю.В., Лютостанский Ю.С. ЭЧАЯ, 1981, **12**, 1324.
10. *Gaarde C. et al.* Nucl. Phys., 1981, **A369**, 258.
11. *Fayans S.A., Pyatov N.I.* Proc. IV Int. Conf. on Nuclei Far from Stability, Helsingor 1981, 287.
12. Гапонов Ю.В. ЯФ, 1965, **2**, 1002.
13. *Bohr A., Mottelson B.* Phys. Lett., 1981, **B100**, 10. (См. также литературу в ¹⁰).
14. Ахмедов Е.Х., Гапонов Ю.В. ЯФ, 1979, **30**, 1331.

Институт атомной энергии
им. И.В.Курчатова

Поступила в редакцию
13 июня 1983 г.