

АЛЬФА-РАСПАД ГИГАНТСКИХ РЕЗОНАНСОВ ЯДЕР Ni^{58}

*Ю.М.Волков, А.И.Игнатъев, Г.А.Коломенский,
Е.Ф.Лаковичев, Е.Д.Махновский, А.В.Надточий,
В.В.Попов, В.П.Фоминенко, В.П.Чижов*

Измерены поперечные сечения $Ni^{58}(e, e'p)$ и $Ni^{58}(e, e'\alpha)$ реакций. Для анализа результатов эксперимента использовались спектры виртуальных фотонов, рассчитанные в борновском приближении с искаженными волнами. Обнаружен электрический квадрупольный ($E2$) гигантский резонанс, распадающийся, в основном, путем испускания α -частиц.

Изучение каналов распада гигантских мультипольных резонансов дает важную информацию о механизме разрядки коллективных возбуждений ядер. В данной работе исследовались протонный и α -частичный каналы распада гигантских резонансов ядер Ni^{58} , возбуждаемых электронами.

Были измерены сечения реакции $Ni^{58}(e, e'p)$ и $Ni^{58}(e, e'\alpha)$ в интервале энергий электронов 12 — 35 МэВ. На рис. (а, б) приведены результаты измерений сечений соответственно $(e, e'p)$ - и $(e, e'\alpha)$ -реакций в зависимости от энергии электронов (круглые точки). Сечения электроноядерных реакций $\sigma_{e,x}(E_0)$, как известно, связаны с сечениями со-

ответствующих фотоядерных реакций $\sigma_{\gamma,x}^{\lambda L}(E_\gamma)$ следующим соотношением:

$$\sigma_{e,x}(E_0) = \int_{E_{th}}^{E_0 - m_0 c^2} \sum_{\lambda L} \sigma_{\gamma,x}^{\lambda L}(E_\gamma) N_V^{\lambda L}(E_0, E_\gamma) E_\gamma^{-1} dE_\gamma, \quad (1)$$

где $N_V^{\lambda L}(E_0, E_\gamma)$ — спектр виртуальных фотонов мультипольности λL , который рассчитывался нами на основании работы [1]; E_{th} — кинематический порог реакции; E_0 — энергия электрона.

Вклад переходов различной мультипольности в сечение $(e, e^* \alpha)$ -реакции априори неизвестен. Его можно определить путем сравнения измеренных величин $\sigma_{e,x}(E_0)$ с измеренными интегральными сечениями фотоядерных реакций:

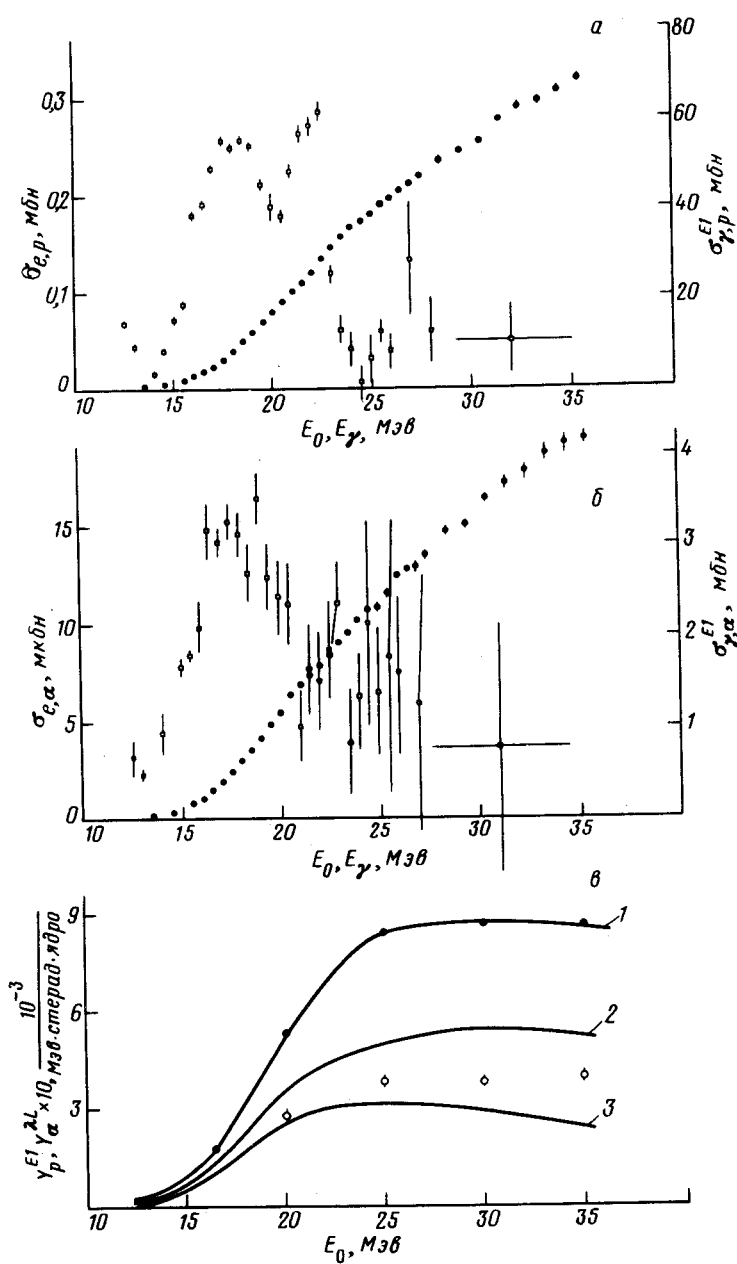
$$Y_{\gamma,x}(E_0) = \int_{E_{th}}^{E_0 - m_0 c^2} \sum_{\lambda L} \sigma_{\gamma,x}^{\lambda L}(E_\gamma) \frac{dN_{br}(E_0, E_\gamma)}{dE_\gamma} dE_\gamma, \quad (2)$$

где $\frac{dN_{br}(E_0, E_\gamma)}{dE_\gamma}$ — шиффовский спектр тормозного излучения. Ожида-

емые величины $Y_{\gamma,x}^{\lambda L}(E_0)$, рассчитанные с использованием значений $\sigma_{\gamma,x}^{\lambda L}(E_\gamma)$, полученных согласно (1) в предположении, что все переходы в $(e, e^* x)$ -реакциях являются либо $E1$ - (квадратные точки на рис. (а) — $\sigma_{\gamma,p}^{E1}(E_\gamma)$, на рис. (б) — $\sigma_{\gamma,\alpha}^{E1}(E_\gamma)$), либо $E2$ -переходами, приведены на рис. в (1 — $Y_{\gamma,p}^{E1}(E_0)$, 2 — $Y_{\gamma,\alpha}^{E1}(E_0)$, 3 — $Y_{\gamma,\alpha}^{E2}(E_0)$).

Задача определения вклада $E1$ - и $E2$ -переходов в сечение $(e, e^* \alpha)$ -реакции существенно упрощается, так как известно, что $(e, e^* p)$ - и $(e, e^* n)$ -реакции, по крайней мере, на легких и средних ядрах с точностью ~1% осуществляются за счет обмена виртуальными $E1$ фотонами [2, 3], т.е. с указанной точностью $Y_{\gamma,p}(E_0) \approx Y_{\gamma,p}^{E1}(E_0)$. Благодаря этому можно ограничиться лишь относительными измерениями величин $Y_{\gamma,p}(E_0)$ и $Y_{\gamma,\alpha}(E_0)$. На рис. (в) черными точками показаны результаты измерений величин $Y_{\gamma,p}(E_0)$, нормированные к кривой 1 в одной произвольной точке; светлые точки (положение которых однозначно определяется в результате указанной нормировки значения $Y_{\gamma,p}(E_0)$) — измеренные величины $Y_{\gamma,\alpha}(E_0)$.

Как видно, результаты измерений показывают, что $(e, e^* \alpha)$ -реакция обусловлена не только $E1$ -переходами. Вклад $E1$ - и $E2$ -переходов в сечение $(e, e^* \alpha)$ -реакции определялся с помощью стандартного метода подбора параметров предполагаемых (лоренцевых) кривых сечений $\sigma_{\gamma,\alpha}^{E1}$ и $\sigma_{\gamma,\alpha}^{E2}$ так, чтобы совместно описать сечения $(e, e^* \alpha)$ - и выход (γ, α) -реакций. Параметры резонансов: положение ω_0 , ширина на половине высоты Γ , интегральные сечения и их отношения S к сечениям, полученным из соответствующих правил сумм ($\sigma_0^{E1} = 60 ZN/A$ МэВ·мбн и $\sigma_{-2}^{E2} = 0,22 Z^2/A^{1/2}$ МэВ⁻¹·мбн) приведены в таблице. Там же приведено интегральное сечение реакции $Ni^{58}(\gamma, p)$.



а — Сечение реакции $Ni^{58}(e, e'p)$ (круглые точки) и сечение реакции $Ni^{58}(\gamma, p)$ в предположении, что все переходы являются $E1$ -переходами (квадратные точки); б — то же, что и на рис. (а), но для реакций $Ni^{58}(e, e'\alpha)$ и $Ni^{58}(\gamma, \alpha)$; в — измеренные выходы протонов (черные точки) и α -частиц (светлые точки) соответственно в реакциях $Ni^{58}(\gamma, p)$ и $Ni^{58}(\gamma, \alpha)$. Кривые 1 и 2 — ожидаемые выходы соответственно протонов и α -частиц в предположении $E1$ -переходов. Кривая 3 — то же, что и кривая 2, но в предположении $E2$ -переходов. Измеренный выход протонов нормирован к кривой 1 в произвольной точке.

$Ni^{58}(\gamma, p)$ $\int_{0}^{30} \sigma(E_{\gamma}) dE_{\gamma}$ ° МэВ · Мбн	Мульти- польность	ω_{α} МэВ	$Ni^{58}(\gamma, \alpha)$ Γ МэВ	$\int \sigma(E_{\gamma}) dE_{\gamma}$ МэВ · Мбн	S %
539 ± 33	$E1$	$19,1 \pm 1,0$	$4,6 \pm 0,4$	$15,9 \pm 2,3$	$1,8 \pm 0,3$
570 ± 60 [4]	$E2$	$16,0 \pm 1,0$	$2,5 \pm 0,5$	$5,4 \pm 1,4$	47 ± 12

Из данных приведенных в таблице, следует, что в α -частичном канале распада гигантских резонансов ядер Ni^{58} нами обнаружен $E2$ гигантский резонанс, сила которого, сосредоточенная в районе энергии возбуждения 16 МэВ, составляет 35 – 60% полной силы изоскалярных $E2$ -переходов. Для энергии возбуждения 19 МэВ, соответствующей $E1$ -переходам, отношение $\sigma_{\gamma, \alpha}^{E1}$ к полному сечению фотопоглощения составляет 1,5%. Это отношение остается приблизительно таким же для $E1$ возбуждений и при $E_{\gamma} = 16$ МэВ, т. е. и в этой области энергий возбуждения число открытых протонных и нейтронных каналов распада значительно больше, чем α -частичных. В то же время отношение $\sigma_{\gamma, \alpha}^{E2}$ к полному сечению фотопоглощения для $E2$ -переходов при $E_{\gamma} = 16$ МэВ составляет около 50%. Столь большая относительная интенсивность α -распада $E2$ гигантского резонанса, по-видимому, свидетельствует о нестатистическом механизме испускания α -частиц и указывает на преобладание полупрямого и прямого механизмов [5, 6]. В настоящее время обрабатываются результаты аналогичных измерений для ядер Ni^{60} .

Авторы благодарят А.А.Воробьева, Е.Н.Вольнина и Л.А.Слива за обсуждения, стимулировавшие выполнение настоящей работы.

Институт ядерной физики
им. Б.П.Константинова
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
26 апреля 1979 г.

Литература

- [1] W.W.Gargaro, D.S.Onley. Phys. Rev., C4, 1032, 1971.
- [2] W.C.Barber. Phys. Rev., 111, 1642, 1958.
- [3] E.Wolynec, G.Moscato et al. Phys. Rev., C11, 1083, 1975.
- [4] Б.С.Ишханов, И.М.Капитонов и др. ЯФ, 11, 485, 1970.
- [5] L.A.Sliv. Phys. Lett., 58B, 266, 1975.
- [6] N.Shikazano, T.Terasawa. Nucl. Phys., A250, 1975.