

Письма в ЖЭТФ, том 19, вып. 6, стр. 355 – 357

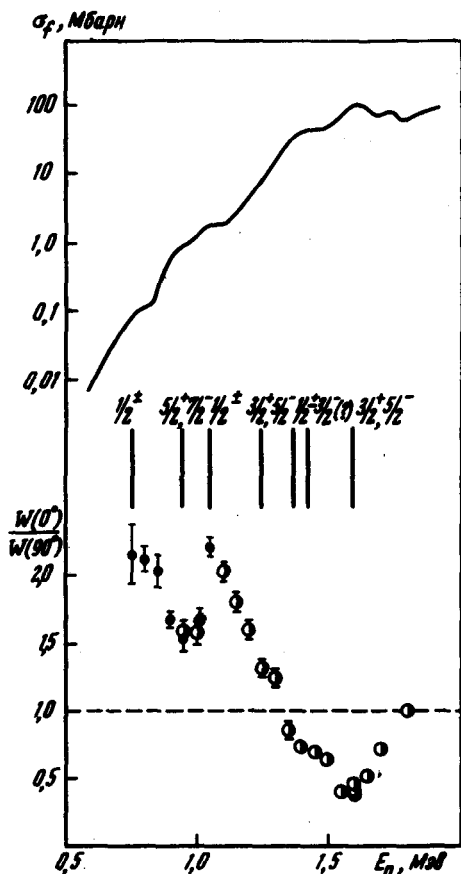
20 марта 1974 г.

УГЛОВАЯ АНИЗОТРОПИЯ ДЕЛЕНИЯ Th^{232} НЕЙТРОНАМИ ГЛУБОКО ПОД ПОРОГОМ

Х.Д. Андросенко, Г.Н. Смиренкин

Впервые измерены угловые распределения осколков деления $\text{Th}^{232}(n, f)$ в глубоко подбарьерной области энергий нейтронов $0,75 - 1,05 \text{ Мэв}$. В связи с полученными данными обсуждается спектр и квантовые характеристики наблюдаемых квазистационарных состояний во второй яме делящегося ядра Th^{232} и перспективы его дальнейшего исследования.

В настоящей работе было продолжено изучение деления Th^{232} нейтронами глубоко под порогом, начатое в [1 – 3]. В ней впервые сообщаются результаты измерений угловой анизотропии деления Th^{232} (n, f) для энергий нейтронов $E_n = 0,75 \div 1,05 \text{ Мэв}$, где вероятность деления σ_f/σ_c составляет 10^{-5} – 10^{-4} . Для измерения угловых распределений осколков $W(\theta)$, как и в работе [3], были применены цилиндрические стекла и делящиеся мишени "бесконечной" толщины в виде металлической фольги. Для получения моноэнергетических нейтронов с разрешением $\pm(40 - 50) \text{ кэв}$ использовалась реакция $\text{T}(p, n)$, осуществлявшаяся с помощью каскадного генератора.



Характеристика деления Th^{232} нейтронами: сверху – сечение деления σ_f [1], внизу – угловая анизотропия деления $W(0^\circ)/W(90^\circ)$ – \bullet [3], \circ (настоящая работа), посередине – спектр и квантовые характеристики квазистационарных состояний во второй яме (см. текст)

Результаты настоящего эксперимента для коэффициента угловой анизотропии деления $W(0^\circ)/W(90^\circ)$ вместе с аналогичными данными работы [3] на рисунке сравниваются с кривой сечения деления [1]. В энергетической зависимости обеих характеристик проявляются нерегулярности, между которыми существует отчетливая корреляция. Положение многих из них коррелирует также с порогами реакции (n, n') – уровнями ядра Th^{232} [1, 2]. Однако, объяснить возникновение нерегулярной структуры σ_f и, тем более, $W(0^\circ)/W(90^\circ)$ конкуренцией неупругого рассеяния нейтронов нельзя [2, 3]. Происхождение ее современная теория (модель двугорбого барьера) связывает с существованием во второй яме квазистационарных состояний и обусловленными ими резонансными эффектами в проницаемости барьера [4].

Чтобы исключить влияние конкурирующих процессов обычно прибегают, к так называемому, каналовому анализу. Он позволяет из наблюдаемых величин определить проницаемости барьера $P_K(E)$ для отдельных полос каналов деления с квантовыми характеристиками K^π ($J = K, K + 1, \dots$), где K – проекция углового момента делящегося ядра на ось симметрии, π – четность. Такой анализ реакции $\text{Th}^{232}(n, f) E_n = 0,95\text{--}1,65 \text{ Мэв}$ был проделан в [3]. На рисунке вертикальными линиями показаны положения резонансов P_K [3]. Многие из них видны непосредственно в ходе σ_f и $W(0^\circ)/W(90^\circ)^\pi$. Нет надобности прибегать к детальному анализу и для идентификации квантовой характеристики $K = 1/2$ для состояний $E_n = 0,75$ и $1,1 \text{ Мэв}$. Она следует из величины и знака $W(0^\circ)/W(90^\circ) - 1$ при данных энергиях. Однако, обе характеристики K и π для этих состояний, как и для большинства других, установить не удается и с помощью количественного анализа. Поэтому на рисунке, как правило, приводятся две трудно различимые комбинации K^π .

Трудности идентификации квантовых характеристик вообще присущи каналовому анализу процесса деления, и в этом смысле реакция $\text{Th}^{232}(n, f)$ не является исключением. Тем не менее, ее следует отнести к наиболее благоприятным объектам для исследования спектра квазистационарных состояний во второй яме. Из достаточно хорошо делящихся ядер у Th^{232} наибольшая разница $\sim 1,5 \text{ Мэв}$ между высотой барьера (по-видимому, горба B) и энергией связи $B_n = 5,1 \text{ Мэв}$. Кроме того, у него, судя по данным для соседних ядер Th^{232} и Th^{234} , полученным из анализа функций возбуждения (t, pf) – реакций [5], весьма мелкая яма, основное состояние в которой $\sim 4,5 \text{ Мэв}$ близко к величине B_n . Иными словами, в реакции $\text{Th}^{232}(n, f)$ доступна для исследования большая часть спектра возбужденных состояний во второй яме. Специальный интерес представляет изучение области возбуждений вблизи энергии связи нейтрона, где согласно предсказанию [4] ожидается резонанс $P_{1/2^+}$. Для того, чтобы продвинуться под барьер еще глубже, вплоть до $E_n \sim 0$, где делимость составит $10^{-7} - 10^{-6}$, потребуются более интенсивные источники нейтронов и более чувствительная методика регистрации осколков деления.

Физико-энергетический институт

Поступила в редакцию
4 февраля 1974 г.

Литература

- [1] С.Б.Ермагамбетов, В.Ф.Кузнецов, Г.Н.Смиренкин. ЯФ, 5, 257, 1967.
- [2] С.Б.Ермагамбетов, Л.Д.Смиренкина, Г.Н.Смиренкин. АЭ, 23, 20, 1967.
- [3] С.Б.Ермагамбетов, Г.Н.Смиренкин. ЯФ, 11, 1164, 1970.
- [4] S.Bjornholm, V.M.Strutinsky. Nucl. Phys., A136, 1, 1968.
- [5] J.D.Cramer. Report LA-4198, 1969.