

# ОСОБЕННОСТИ УГЛОВЫХ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ УПРУГО РАССЕЯННЫХ ЯДЕР-ИЗОБАР СОСЕДНИХ ЭЛЕМЕНТОВ (ВОЗМОЖНЫЙ МЕТОД ИЗУЧЕНИЯ НИЗКОЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО ПИОН-ЯДЕРНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ)

Ф.И. Далидчик

Предсказывается новый эффект – осцилляторная структура в угловом распределении упругого рассеяния ядер-изобар соседних элементов. Поиск эффекта представляет интерес в связи с возможностью создания нового экспериментального метода исследования низкоэнергетического пион-ядерного взаимодействия.

1. Современные исследования низкоэнергетического пион-ядерного взаимодействия стимулируются целым рядом проблемных вопросов физики атомного ядра и ведутся с целью восстановления распределения нуклонов в ядрах и вида пион-нуклонного внутриядерного потенциала<sup>1)</sup>). Обширный экспериментальный материал, накопленный по пион-ядерным процессам на синхроциклотронах, приведен, например, в обзоре [1].

Цель настоящего сообщения – обратить внимание на возможность создания нового экспериментального метода исследования низкоэнергетического пион-ядерного взаимодействия, в основе которого лежит предсказываемая ниже особенность угловых распределений упруго рассеянных ядер-изобар соседних элементов:

$$X_Z^A + X_{Z+1}^A \rightarrow X_Z^A + X_{Z+1}^A, \quad (f_c(\theta)). \quad (1)$$

Соответствующие эксперименты могли бы быть поставлены уже сейчас на действующих ускорителях многозарядных ионов тандемного типа.

2. Известно, что, если квантовому переходу отвечает несколько каналов, то в наблюдаемые величины они дают интерферирующие вклады. Упругое рассеяние ядер-изобар (1) описывается когерентной суммой двух амплитуд, из которых одна отвечает прямому (потенциальному) рассеянию ядра пучка на угол  $\theta$ , а вторая описывает рассеяние на угол  $(180^\circ - \theta)$  ядра мишени, испытавшего однопионную перезарядку:

$$X_Z^A + X_{Z+1}^A \rightarrow X_{Z+1}^A + X_Z^A, \quad (f_\pi(180^\circ - \theta)). \quad (2)$$

<sup>1)</sup> Теория пионной конденсации, продемонстрировавшая возможность значительного изменения пион-нуклонного взаимодействия в ядре, сделала этот аспект исследований особенно актуальным [2].

В системе центра масс экспериментально наблюдаемое угловое распределение ядер  $X_Z^A$  имеет вид

$$\frac{dN}{d\theta} = \text{const} \left( |f_c(\theta)|^2 + |f_\pi(180^\circ - \theta)|^2 + 2\text{Re} f_c(\theta) f_\pi^*(180^\circ - \theta) \right). \quad (3)$$

Два первых члена в формуле (3) соответствуют классическому учету вкладов двух возможных механизмов рассеяния ((1) и (2)), последний описывает их квантовую интерференцию. В принципе, угловые осцилляции этого члена возможны при любых энергиях соударения  $E$ , однако, их обнаружение и измерение было бы наиболее информативным при подбарьерных и околобарьерных энергиях, когда вид амплитуды  $f_c(\theta)$  хорошо известен [3]

$$f_c(\theta) = - \frac{Z(Z+1)}{4E} \exp(i\eta \ln \epsilon^2 + i\eta), \quad (4)$$

а амплитуды неупругих процессов факторизуются [4, 5]:

$$f_\pi(\theta) = b_\pi(\theta) f_c(\theta), \quad \eta = Z(Z+1) \sqrt{\frac{M'}{2E}} \gg 1. \quad (5)$$

(В формулах (4), (5)  $\epsilon = \sin^{-1} \frac{\theta}{2}$ ,  $\eta$  — кулоновский параметр квазиклассичности,  $M$  — приведенная масса ядер,  $b_\pi(\theta)$  — амплитуда вероятности того, что при движении ядер по кулоновским траекториям происходит акт пионной перезарядки,  $e = h = c = 1$ ). Ситуация аналогична той, которая имеет место при упругом рассеянии ядер, отличающихся одним слабосвязанным кластером (или нуклоном)<sup>1)</sup>. Надежным признаком, облегчающим идентификацию предсказываемого эффекта, может служить характерная "кулоновская" частота осцилляций. Вблизи угла рассеяния  $\theta = 90^\circ$   $\Delta\theta = 180^\circ / \eta$ .

Для оценки абсолютной величины осцилляций воспользуемся борновским приближением с искаженными волнами<sup>2)</sup>:

$$f_\pi(\theta) = - \frac{M}{2\pi} \langle k_f^{(-)} | \hat{u}_\pi | k_i^{(+)} \rangle. \quad (6)$$

Здесь  $|k_{i,f}^{(\mp)}\rangle$  — кулоновские волновые функции со сходящейся и расходящейся сферической волной в асимптотике. Для оператора однопионного обменного взаимодействия примем простейший вид [10]:

$$\hat{u}_\pi = v_0 \frac{e^{-\mu R}}{R}, \quad v_0 = \frac{3}{4} T^2 \left( \frac{\mu}{2m} \right)^2 (\mu R_0)^{-4} \exp(2\mu R_0). \quad (7)$$

<sup>1)</sup> Интерференционные осцилляции, предсказанные для этого случая в работе [6] (1967 г), были экспериментально обнаружены в 1968 г. в Цюрихе [7] и Гайдельберге [8]. Сейчас по этому вопросу имеется уже обширная литература (см., например, обзор [9]).

<sup>2)</sup> Более точный расчет возможен, но представляется преждевременным.

Здесь  $\mu$  — масса пиона,  $m$  — масса нуклона,  $T$  — вершина пион-нуклонного взаимодействия в ядре,  $g^2 \equiv T^2/\lambda = 56\pi$  — постоянная пион-нуклонного взаимодействия в вакууме,  $R_0$  — радиус ядра ( $R_0 = 1,5\sqrt[3]{A}$  Ф).

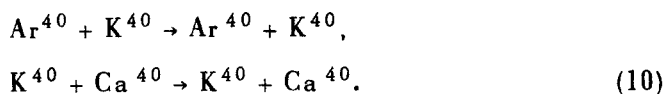
Расчет по формулам (6), (7) приводит к выражению

$$b_{\pi}(\theta) = 2 \frac{v_0}{v} e^{-\mu a} K_0(\mu a \epsilon). \quad (8)$$

Здесь  $K_0(\xi)$  — функция Макдональда,  $a = \frac{Z(Z+1)}{2E}$ ,  $E = \frac{Mv^2}{2}$ . При  $E = E_B \cong 0,5Z^2A^{-1/3}$  МэВ, в окрестности угла рассеяния  $\theta = 90^\circ$  согласно (8) получаем:

$$b_{\pi}(90^\circ) \approx 25\lambda A^{-5/6} Z^{-1} \exp(-0,45\sqrt[3]{A}). \quad (9)$$

Для  $A \sim 10$   $b_{\pi}(90^\circ) \sim 0,3$ . Конкретные примеры ядер и параметры, при которых наиболее целесообразно проводить измерения, приведены в таблице. (Указаны системы, содержащие либо стабильные, либо долгоживущие изотопы). Особый интерес представляет уникальная возможность измерения параметра перенормировки  $\lambda$  в окрестности дважды магического ядра  $Ca^{40}$ . Если при переходе к "дважды магу" пионная вершина сильно перестраивается [2], то соответственно будут сильно отличаться и амплитуды осцилляций в двух (близких по другим параметрам) процессах:

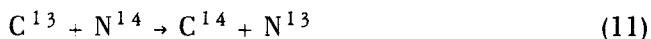


При  $\lambda = 1$ ,  $E = E_B = 50$  МэВ оценка амплитуды осцилляций для процессов (10) дает значения порядка нескольких процентов, поэтому при поиске эффекта энергию соударения имеет смысл поднять до 60 — 65 МэВ. (При  $\theta = 90^\circ$  этим энергиям отвечают условия касательных соударений).

$X_Z^A, X_{Z+1}^A$	Be <sup>10</sup> , B <sup>10</sup>	C <sup>14</sup> , N <sup>14</sup>	Ne <sup>22</sup> , Na <sup>22</sup>	(Ar <sup>40</sup> , K <sup>40</sup> ) или (K <sup>40</sup> , Ca <sup>40</sup> )
E, МэВ (СЦМ)	4,6	8,7	19,6	64,5
$\Delta\theta$ , град	55°	31°	14°	6°
$b_{\pi}(90^\circ)$	0,32	0,14	0,05	0,05

3. Следует заметить, что ситуация, близкая к описанной выше, должна иметь место и в более сложных процессах рассеяния, сопровож-

дающихся, например, кулоновским возбуждением одного из ядер-изобар или актом туннельной передачи нуклона (или кластера). В частности, если в сечение реакции [10, 11]



два конкурирующих механизма (подбарьерной передачи нейтрона [11] и пионной перезарядки [10]) дают соизмеримые вклады, то в угловом распределении ядер  $N^{13}$  должны наблюдаться осцилляции с периодом  $\Delta\theta \approx 20^\circ$  ( $E = 15$  МэВ).

Возможность измерения в одном эксперименте отношения двух амплитуд существенно различных процессов (пионного и нуклонного) представляет, на наш взгляд, наиболее привлекательную черту исследований этого направления.

Институт химической физики  
Академии наук СССР

Поступила в редакцию  
21 декабря 1978 г.

### Литература

- [1] Г.Бикенштосс. УФН, **107**, 405, 1972.
- [2] А.Б.Мигдал. УФН, **123**, 369, 1977.
- [3] Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц. Квантовая механика, М., изд. Наука, 1974.
- [4] Ф.И.Далидчик, Ю.С.Саясов. ЯФ, **3**, 820, 1966; Труды проблемного симпозиума по физике ядра. (Тбилиси, апрель 1967), **1**, 287, 1967.
- [5] Ф.И.Далидчик. Кандидатская диссертация. ИХФ АН СССР, 1966.
- [6] Ф.И.Далидчик. Письма в ЖЭТФ, **6**, 562, 1967.
- [7] A. Gobbi et al. Nucl. Phys., **A112**, 537, 1968.
- [8] W. von Oertzen et al. Phys. Lett., **26B**, 291, 1968.
- [9] W. von Oertzen, Ber. Hahn-Meitner. Inst. Kernforsch, Berlin, №169, 49, 1975.
- [10] В.М.Осадчиев. ЯФ, **27**, 958, 1978.
- [11] R.M. Gaedké, W.T. Tobocman, K.S. Toth. Phys. Rev., **C3**, 1444, 1971.