

2. Кулькин А. Г., Лоскутов Ю. М., Павленко Ю. Г. «Изв. вузов», физика № 2, 30, 1972.
3. Соколов А. А., Кулькин А. Г., Павленко Ю. Г. «Атомная энергия», 31, 292, 1971.
4. Кулькин А. Г., Павленко Ю. Г. «Изв. вузов», радиофизика, 14, 944, 1971.
5. Кулькин А. Г., Лоскутов Ю. М., Павленко Ю. Г. «Вестн. Моск. ун-та», физ., астрон., 11, № 4, 424, 1971.
6. Капица П. Л. ЖЭТФ, 21, 588, 1951; «Успехи физических наук», 44, 7, 1951.
7. Voort H. A. N., S. Harvie R. B. R. Nature, 180, 1187, 1957.
8. Гапонов А. В., Миллер М. А. ЖЭТФ, 34, 242, 1958.
9. Аскарьян Г. А. ЖЭТФ, 42, 1567, 1962.
10. Павленко Ю. Г., Гальцов Д. В. «Изв. вузов», радиофизика, 9, 1232, 1966.
11. Яновский Б. М. Земной магнетизм, т. 1. Изд-во ЛГУ, 1964.
12. Терлецкий Я. П. ЖЭТФ, 16, 403, 1946; «Успехи физических наук», 44, 46, 1951.

Поступила в редакцию
7.5 1971 г.

Кафедра
теоретической физики

УДК 539.172.13

АМАЗУ Б. ТЕКУ

СЕЧЕНИЯ ПОГЛОЩЕНИЯ АНТИДЕЙТРОНОВ ЯДРАМИ ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ

Недавно были непосредственно измерены [1] сечения поглощения антидейтронов с импульсом $P_L = 13,3 \text{ Гэв}/c$ ядрами Li , C^{12} , Al^{27} , Cu^{64} , Pb^{208} . В этой же работе представлены и результаты измерения сечения поглощения антидейтронов с импульсом $P_L = 25 \text{ Гэв}/c$ этими же ядрами. Согласно этой работе результаты измерения в первом случае при импульсе ($13,3 \text{ Гэв}/c$) гораздо точнее, чем во втором (при импульсе $25 \text{ Гэв}/c$), так как в последнем случае постановка опыта не позволила отличить антипротоны, освободившиеся в результате реакции стриппинга, от упруго рассеянных или непроизводивших антидейтронов [2]. Поэтому для того, чтобы получить при импульсе $P_L = 25 \text{ Гэв}/c$ значение сечения поглощения

$$\sigma_{abs} = \sigma_T - \sigma_{el} \quad (1)$$

(σ_T — полное сечение, σ_{el} — сечение упругого рассеяния), к полученному на эксперименте значению σ_{abs} сечения поглощения было прибавлено значение сечения антипротонного стриппинга σ_{strip} , оцененного экспериментальным путем.

Расчет сечений поглощения антидейтронов указанными ядрами производится при помощи метода приближенного расчета сечения столкновения ядер с ядрами в рамках теории Глаубера. Результаты сопоставляются с экспериментальными данными.

Пусть многочастичное распределение плотности ядра массового числа A представляется в виде произведения одночастичных плотностей:

$$|\Psi_0(x_1, \dots, x_A)|^2 = \prod_{j=1}^A \rho(x_j), \quad (2)$$

где $\Psi_0(x_1, \dots, x_A)$ — волновая функция основного состояния ядра A . Если пренебречь процессами виртуальных возбуждений антидейтрона, сопровождающих его многократное столкновение как целого с разными нуклонами ядра A [4], то при $A \gg 2$ формулу (1) можно записать так:

$$\sigma_{abs} = \int d^2b \{1 - e^{-2R\text{ev}(b)}\}, \quad (3)$$

где

$$\gamma(b) = \frac{1}{2\pi ik} \int e^{-i\delta b} S_A(\delta) F_d(\delta) d^2\delta, \quad (4)$$

$S_A(\delta)$ — формфактор ядра A , $F_d(\delta)$ представляет амплитуду упругого столкновения антидейтрона с нуклоном ядра, k — волновой вектор падающего антидейтрона.

Если распределения плотности ядра и антинейтрона описываются функцией Гаусса, то значение сечения поглощения, полученное по формуле (3), отличается не больше, чем на 2% от соответствующего значения сечения, сосчитанного по точной глауберовской формуле.

Амплитуда упругого элементарного столкновения, входящая в $F_{\bar{d}}(\delta)$, параметризована, как обычно [3]:

$$f_{pp}^-(q) = f_{pn}^-(q) = f_{NN}^-(q) = \frac{ik_{NN}(1 - ia)}{4\pi} e^{-(\beta/2)q^2}. \quad (5)$$

Эта форма параметризации амплитуды элементарного нуклон-нуклонного столкновения, в частности, пренебрегает спиновыми и изоспиновыми эффектами. В формуле (4) **формфактор ядра** равняется

$$S_A(\delta) = \int e^{i\delta x} \rho(x) d^3x, \quad (6)$$

где x — двумерная поперечная составляющая радиуса-вектора x .

В проведенных расчетах распределение плотности антинейтрона $|\varphi_0(r)|^2$ взято в виде линейной комбинации функции Гаусса, полученной аппроксимацией формфактора дейтрона [4], найденного из численной волновой функции работы [5]:

$$|\varphi_0(r)|^2 = \sum_{i=1}^3 c_i \left(\frac{\gamma_i}{\pi} \right)^{3/2} e^{-\gamma_i r^2}; \quad (7)$$

$$c_1 = -0,03799, \quad c_2 = 0,3384, \quad c_3 = 0,6952,$$

$$\gamma_1 = 3,3404 f^{-2}, \quad \gamma_2 = 0,50689 f^{-2}, \quad \gamma_3 = 0,0976 f^{-2}.$$

Вклад волны D здесь не учитывается. Одночастичное распределение плотности ядра $\rho(x_j)$ равно

$$\rho(x_j) = \rho_0 \left\{ 1 + \exp\left(\frac{x_j - c}{a_0} \right) \right\}^{-1}. \quad (8)$$

На рисунке показана теоретическая кривая зависимости сечения поглощения антинейтронов при импульсе $P_L = 13,3 \text{ Гэв}/c$ от массового числа A и экспериментальные точки, которые согласно работе [1] были получены с лучшей точностью, чем данные при импульсе $P_L = 25 \text{ Гэв}/c$.

Значения параметров элементарного столкновения: $\sigma_i = 5 \text{ в мв}$, $\alpha = 0$ и $\beta = 0,45 f^2$. Значения параметров одночастичного распределения плотности: $a_0 = 0,545 f$ и $c = 1,14 A^{1/3} f$.

Из рисунка видно хорошее согласие теоретических и экспериментальных результатов.

Результаты расчетов сечений поглощения антинейтронов ядрами при импульсе $P_L = 25 \text{ Гэв}/c$ показаны вместе с экспериментальными данными в табл. 1. Согласие

Таблица 1

Ядро A	Li ⁶	C ¹²	Al ²⁷	Cu ⁶⁴	Pb ²⁰⁸
Экспериментальные значения (мбарн)	360 ± 40	510 ± 85	835 ± 140	1480 ± 200	3700 ± 670
Теоретические значения (мбарн)	308,83	500,02	820,19	1328,13	2519,7

теоретических и экспериментальных результатов можно считать удовлетворительным. Однако обращает на себя внимание тот факт, что экспериментальное значение сечения поглощения σ_{abs} антинейтронов ядром Pb^{208} при импульсе $P_L=25 \text{ Гэв/с}$ в два раза больше соответствующего экспериментального значения сечений поглощения антинейтронов [6] при импульсе $P_L=20 \text{ Гэв/с}$. Кажется, такое сильное увеличение трудно объяснить в рамках теории Глаубера.

Наконец, сделаем некоторое замечание относительно введения в формулу (3) приближения тяжелого ядра, часто используемого в глауберовском формализме для рассмотрения адрон-ядерного рассеяния. При $R_A^2 \gg R_d^2 + 2\beta$ (где R_A и R_d — радиусы ядра и антинейтрона соответственно) интеграл (4) можно взять приближенно. Тогда

$$\gamma(b) = \frac{\sigma_t(1 - ia)}{2} T(b) \left\{ 2 - \frac{\sigma_t(1 - ia)}{8\pi\beta} \int |\Phi_0(r)|^2 e^{-s^2/4\beta} d^3r \right\},$$

где

$$T(b) = A \int_{-\infty}^{\infty} p(b, r) dr,$$

s — двумерный поперечный компонент радиуса-вектора r .

Таблица 2

Ядро A	Li ⁶	C ¹²	Al ²⁷	Cu ⁶⁴	Pb ²⁰⁸
Сечения поглощений по (4)	299,09	481,80	782,94	1253,17	2341,61
Сечения поглощений по (9)	272,47	407,92	637,17	1016,57	1946,11

В табл. 2 сопоставляются результаты расчетов сечений поглощения σ_{abs} , полученные при использовании приближенной формулы (9) для функции $\gamma(b)$ и соответствующие значения σ_{abs} , сосчитанные при помощи точного выражения (4). Как видно из табл. 2, значения σ_{abs} очень сильно отличаются (8—19%) от соответствующих значений σ_{abs} . Поэтому можно заключить, что приближение тяжелого ядра, примененное (формула (9)) к рассмотрению рассеяния антинейтронов (нейтронов) на ядрах, недостаточно точно для практических целей.

ЛИТЕРАТУРА

1. Binon F. et al. Phys. Lett., **318**, 230, 1970.
2. Горин Ю. П. и др. Препринт Института физики высоких энергий (ИФВЭ) 70—49. Серпухов.
3. Bassel R. H., Wilkin C. Phys. Rev., **174**, 1179, 1968.
4. Alberi G., Bertocchi L., Bialkowski G. Nucl. Phys., **B17**, 620, 1970.
5. Bressel C. N., Kerman A. K., Rouben B. Nucl. Phys., **A124**, 624, 1969.
6. Abul Magd A. Y., Alberi G., Bertocchi L. Phys. Lett., **30B**, 182, 1969.

Поступила в редакцию
10.8 1971 г.

НИИЯФ

УДК 621.373.5

В. Н. ЗИМИН, В. П. МАРТЫНОВА, В. Ф. МАРЧЕНКО

УМНОЖЕНИЕ ЧАСТОТЫ В ЛИНИИ ПЕРЕДАЧИ С ПОВЕРХНОСТНЫМИ ВАРИКАПАМИ

Нелинейные емкости на основе МДП-варикапов [1] (структуры метал—диэлектрик—полупроводник) представляют интерес, прежде всего, с точки зрения получения больших коэффициентов перекрытия $K = \frac{C_{\max}}{C_{\min}}$ при типовых изменениях напряжения