

ОЦЕНКА СЕЧЕНИЯ РОЖДЕНИЯ Δ -РЕЗОНАНСА В pA -СТОЛКНОВЕНИЯХ ДЛЯ ВНУТРЕННЕЙ МИШЕНИ НУКЛОТРОНА

*З. А. Игамкулов^а, С. В. Афанасьев^а, Р. Н. Бекмирзаев^б,
Д. К. Дряблов^а, Д. М. Жомуродов^а*

^а Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

^б Джизакский государственный педагогический институт, Джизак, Узбекистан

Рассматривается двухступенчатый процесс образования Δ -резонанса в ядре-мишени. В анализе реакции используется кинематический расчет сечения рождения пионов в неупругих pA -столкновениях и последующее взаимодействие образующихся пионов с ядром-мишенью. В частности, для углеродной мишени предложена доступная методика оценки сечения рождения Δ -резонанса. Данная методика позволяет по значению энергии налетающих на мишень частиц оценить полное сечение образования покоящегося Δ -резонанса. Представлены расчеты эффективности регистрации резонанса для внутренней мишени нуклотрона на установке СКАН.

Two-stage process of a delta-resonance formation in a nucleus of a target is considered. The analysis of the reaction uses kinematic calculation of cross section of pions production in pA inelastic collisions and subsequent interaction of formed pions with a nucleus of target is analyzed. In particular, the simple technique of an estimation of cross section of delta-resonance formation is offered for carbon target. The technique allows one to estimate total cross section of rest delta-resonance formation depending on value of energy of primary particles. Calculations of efficiency of a resonance registration for internal target of Nuclotron on setup SCAN are presented.

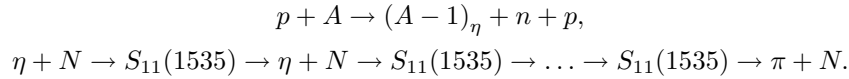
PACS: 25.40.Ny

ВВЕДЕНИЕ

При проведении физических экспериментов с использованием внутренних мишеней и пучка нуклотрона важно оперативно определять либо качественно оценивать сечение исследуемого процесса. При определении сечения рассматриваемого процесса в силу обычно вступают такие характеристики и параметры установки, как, например, учет углового акцептанса или пороговых характеристик детекторов и счетчиков, без которых нельзя однозначно ответить на данный вопрос. Поэтому важно иметь доступную методику оценки сечения рождения и последующей регистрации изучаемого процесса. Обычно механизм протекания этих реакций не до конца ясен, и предсказываемое сечение реакции будет варьироваться в широком диапазоне.

Такая методика будет актуальной для тех экспериментов, которые направлены на поиск новых реакций. В частности, она является актуальной для исследований связанной системы η -мезона и ядра, получившей название « η -ядра». Возможность образования подобных ядер была предсказана более 15 лет назад [1], и поиск η -мезонных ядер осуществлялся как среди ядер, формируемых от ядер налетающего пучка [2], так и среди ядер

мишени [3]. Наиболее успешным оказался второй подход, позволяющий значительно уменьшить вклад фоновых процессов [4]. Идентификация η -ядра осуществлялась по распаду на две частицы $S_{11}(1535)$ -резонанса, возникающего в результате слияния η -мезона и ядра-остатка. Метод заключается в регистрации коррелированных по углу разлета и по энергиям компонент (πN)-пар от распада медленного $S_{11}(1535)$ -нуклонного резонанса в η -ядре. Благодаря тому, что распад $S_{11}(1535)$ -резонанса с равной вероятностью ($\sim 50\%$) может происходить как на πN -, так и на ηN -пару, в η -мезонном ядре с большой вероятностью может возникнуть последовательность $\eta N \rightarrow \eta N$ -переходов, заканчивающаяся распадом на πN -пару, кинетические энергии компонент которой достаточны, чтобы π и N вылетали из ядра. Из-за малости импульса $S_{11}(1535)$ -резонанса, образующегося вблизи порога рождения, распад его происходит под углом 180° и существенно отличается от прежних продуктов ядерной реакции, летящих под углами $< 180^\circ$ вследствие кинематических особенностей эксперимента. В основу эксперимента по поиску η -мезонных ядер положена следующая схема [5], формируемая в реакции вида

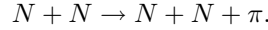


Для таких (πN) возникает корреляция как по углу разлета ($\langle \Theta_{\pi N} \rangle$), так и по энергиям компонент (πN)-пары. Поскольку имеющийся у $S_{11}(1535)$ небольшой импульс ориентирован изотропно, то $\langle \Theta_{\pi N} \rangle \approx 180^\circ$, а энергии компонент равны $\langle E_\pi \rangle \cong 350$ МэВ, $\langle E_N \rangle \cong 100$ МэВ. Именно такие события были зарегистрированы в эксперименте [5]. Регистрация такого состояния возможна по продуктам распада $S_{11}(1535)$ -резонанса на (πp)-пару, и эти частицы легко регистрируются. Однако точно измерить выход именно таких пар и правильно оценить эффективность их регистрации в настоящее время в силу того, что полное сечение образования η -ядер на несколько порядков меньше, чем полное сечение неупругих процессов в pA -реакции, не удастся. Расчет моделируемых зависимостей и результаты расчетов экспериментальных данных существенно разнятся. Помочь в решении этой проблемы могла бы известная реакция, подобная изучаемой нами реакции образования η -ядер и по механизму протекания, и по конечным продуктам распада. К счастью, такая реакция существует — это образование покоящейся $\Delta(1232)$ -изобары в ядре-остатке после pA -взаимодействия. Один из механизмов процесса образования $\Delta(1232)$ -изобары в ядре-мишени повторяет во всех стадиях описанный выше путь формирования η -мезонного ядра. Сечение рождения $\Delta(1232)$ -изобары в pA -реакции на порядки больше (десятки мб), чем полное сечение образования η -ядер в той же реакции (около ~ 3 мкб). Дельта-изобара может использоваться для анализа поведения адронов в ядерной среде, и в качестве реперной точки в наших измерениях по поиску η -ядер. Поэтому процесс образования и последующий распад $\Delta(1232)$ -изобары был выбран для наших последующих кинематических расчетов.

1. КИНЕМАТИЧЕСКИЙ РАСЧЕТ РОЖДЕНИЯ ВТОРИЧНОГО ПИОНА В НУКЛОН-НУКЛОННОМ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ

С целью получения угловых и энергетических характеристик вторичного пиона рассмотрим образование π -мезона в квазисвободном нуклон-нуклонном взаимодействии. Пусть нуклоны с полной энергией E внутри кольца нуклотрона налетают на мишень.

Для кинематических расчетов возьмем следующую реакцию:



Известно, что для двухчастичной системы $a + b$ (с энергией E_a , E_b и массой m_a , m_b) скорость системы центра масс (СЦМ) в системе мишени (СМ) будет даваться выражением

$$v_c = \frac{\sqrt{E_a^2 - m_a^2}}{E_a + m_b}.$$

Из преобразования Лоренца найдем энергии E_a^* , E_b^* и импульсы P_a^* , P_b^* сталкивающихся нуклонов m_a и m_b в СЦМ:

$$E_a^* = \frac{m_a^2 + m_b E_a}{\sqrt{m_a^2 + m_b^2 + 2m_b E_a}}, \quad E_b^* = \frac{m_b(E_a + m_b)}{\sqrt{m_a^2 + m_b^2 + 2m_b E_a}},$$

$$P_a^* = P_b^* = \frac{m_b P_a}{\sqrt{m_a^2 + m_b^2 + 2m_b E_a}}.$$

После неупругого столкновения двух нуклонов в СЦМ с рождением пиона переданная этой системе трех частиц кинетическая энергия равна

$$E_{\text{кин}}^* = (E_a^* - m_a) + (E_b^* - m_b) - m_\pi.$$

Несложные расчеты дают выражение для кинетической энергии пиона в СЦМ:

$$T_\pi^* = \frac{4m_p E_{\text{кин}}^* + (E_{\text{кин}}^*)^2}{2m_\pi + 4m_p + 2E_{\text{кин}}^*},$$

далее находим импульс и полную энергию пиона в СЦМ:

$$E_\pi^* = m_\pi + T_\pi^*, \quad P_\pi^* = \sqrt{E_\pi^{*2} - m_\pi^2}.$$

Величина импульса рожденных пионов в ядре-мишени колеблется в определенном пределе значений, от нуля до некоего максимального значения. Поскольку в СЦМ импульсы двух нуклонов и одного пиона расположены как три вектора, исходящих из одной точки, и векторная сумма этих трех импульсов всегда равна нулю, то для максимального значения импульса пиона находим

$$P_{\text{max}}^* = \sqrt{E_\pi^{*2} - m_\pi^2} = \sqrt{2m_\pi T_\pi^* + (T_\pi^*)^2}$$

и импульс рожденного пиона имеет значения в пределах $0 \leq P_\pi^* \leq P_{\text{max}}^*$.

Зная энергию и импульс пиона в СЦМ, можно перевести эти величины в лабораторную систему отсчета преобразованием Лоренца:

$$E_\pi = \frac{E_\pi^* + (P_\pi^* v_c) \cos \varphi}{\sqrt{1 - v_c^2}}, \quad P_\pi = \frac{P_\pi^* \cos \varphi + E_\pi^* v_c}{\sqrt{1 - v_c^2}},$$

$$T_\pi = E_\pi - m_\pi = \frac{E_\pi^* + (P_\pi^* v_c) \cos \varphi}{\sqrt{1 - v_c^2}} - m_\pi.$$

Во всех формулах φ — это угол между импульсом пиона и скоростью СЦМ, он принимает значения в пределах от нуля (пион летит вперед) до $\pm 180^\circ$ (когда пион летит в обратном направлении). В точке столкновения нуклонов построим сферу импульсов с радиусом $P_\pi^*|_{\max} = 1$ и численное значение объема этого шара возьмем равным числу задаваемых событий (рис. 1). Когда угол φ равен нулю, число событий возьмем равным единице. С ростом угла φ заданным шагом ($= 2^\circ$) объем шарового слоя для каждого следующего углового отрезка растет и достигает максимума при $\varphi = 90^\circ$. Затем идет обратное уменьшение объема сегментов с ростом угла φ до 180° . Если полный фазовый объем сферы равен полному числу событий $N_{\text{соб}}$, то не сложно для каждого углового отрезка $\varphi_{n+1} - \varphi_n$ подсчитать соответствующее число событий, что составляет $N_{\text{соб}}^*(V_{n+1} - V_n)/V_{\text{полн}}$.

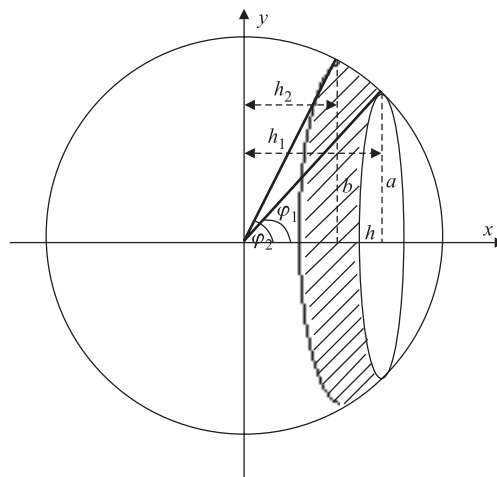


Рис. 1. Шаровой слой ($\varphi_{n+1} - \varphi_n = 2^\circ$) в сфере импульсов $P_\pi^*|_{\max} = 1$

Сфера из СЦМ при переходе в лабораторную систему отсчета трансформируется в эллипсоид. Полуоси эллипса равны $a = \gamma_c P_\pi^*$ и $b = P_\pi^*$, а начало координат смещено относительно центра эллипсоида импульсов на расстояние $c = \gamma_c \beta_c E^*$. Расчеты показали, что для наших энергий (~ 2 ГэВ) начало координат в лабораторной системе лежит внутри эллипса. Поскольку число событий инвариантно в произвольной системе отсчета, то рассчитанное число событий по фазовому объему сферы в заданных угловых пределах применимо и для эллипсоида. Таким образом, зная число событий в каждом угловом отрезке $\varphi_{n+1} - \varphi_n$, можно задать количество циклов для «прокручивания» этих событий с рождением пионов. Во время этих циклов методом случайных чисел задается произвольное значение импульса пиона P_π^* в отрезке $0 \leq P_\pi^* \leq P_\pi^*|_{\max}$.

2. МЕТОДИКА МОДЕЛИРОВАНИЯ И РАСЧЕТА СЕЧЕНИЯ ОБРАЗОВАНИЯ Δ -РЕЗОНАНСА В pA -ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ДЛЯ ВНУТРЕННЕЙ МИШЕНИ НУКЛОТРОНА

В начале по описанной выше процедуре найдем распределение рожденных пионов по их кинетической энергии. Для расчетов 4-импульса π -мезонов, рождаемых в столкновениях протон–ядро, применялась программа моделирования Gen Bod [6]. На основе полученных данных построим распределение пионов $N_{\text{соб}}(T_\pi)$ по их кинетической энергии, которое нормируем на общее число разыгрываемых нами событий (рис. 2).

Для определения вероятности рождения π -мезона в pA -реакции воспользуемся хорошо известными данными πA -рассеяния. Так на рис.3 приводится полное сечение $\pi^{12}\text{C}$ -рассеяния в зависимости от кинетической энергии пионов (данные из [7–9]).

Умножая эти два (рис. 2 и 3) распределения по бинам в одинаковом интервале $0 \leq T_\pi \leq 320$ МэВ кинетической энергии пионов, получим умноженную гистограмму

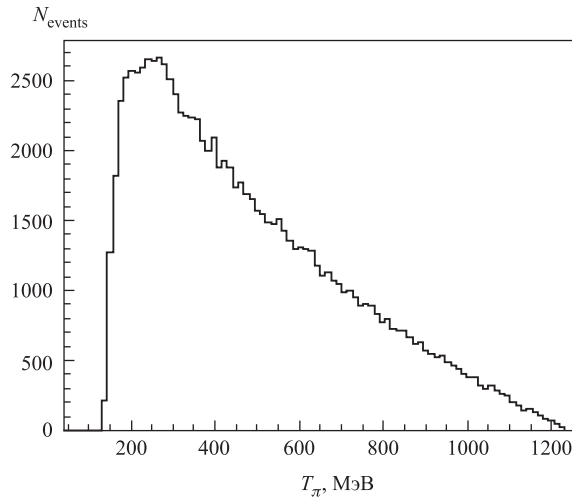


Рис. 2. Распределение рожденных в $p^{12}\text{C}$ -столкновении пионов от их кинетической энергии

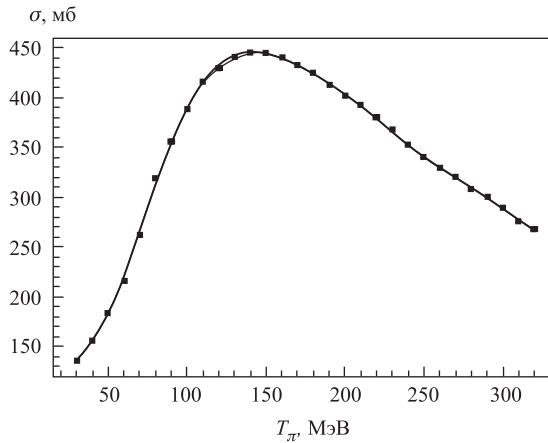


Рис. 3. Полное сечение $\pi^{12}\text{C}$ -рассеяния в зависимости от кинетической энергии пионов [8, 9]

$[\sigma(T_\pi) * N_{\text{собр}}(T_\pi)]$ (рис. 4). Далее, интегрируя эту гистограмму по кинетической энергии пионов T_π , получим сечение образования Δ -резонанса в неупругих pA -столкновениях. В используемой для расчета модели почти покоящийся Δ -резонанс образуется при захвате вторичного π -мезона внутри ядра-мишени.

Проведем оценку сечения образования Δ -резонанса для тех энергий налетающего протона, при которых мы проводили экспериментальные исследования: $T_p = 1,4, 1,5, 1,7$ и $1,9$ ГэВ. Рассчитанное в нашей модели сечение рожденного в неупругом $p^{12}\text{C}$ -столкновении π -мезона соответственно получается: $\sigma_\pi = 66,56, 62,87, 53,12$ и $47,10$ мб.

Как сказано выше, в модели мы задавали число событий, т. е. число неупругих нуклон-нуклонных столкновений, и проводили свои вычисления, в связи с чем определим долю рожденных пионов в неупругом $p^{12}\text{C}$ -взаимодействии и введем в наши расчеты. Для

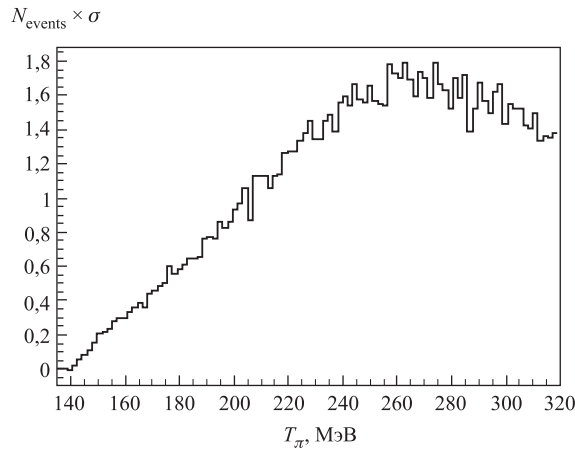


Рис. 4. $\sigma_{\pi} \times N_{\text{events}}$ — умноженная гистограмма (рис. 2 и 3) от кинетической энергии пионов T_{π}

наших энергий экспериментальные данные [10–12] показывают, что на долю $\sigma_{\text{in}} \approx 248$ мб неупругого $p^{12}\text{C}$ -взаимодействия приходится $\sigma_{\pi} = 49$ мб с рождением пионов. С учетом соотношения ($\sigma_{\pi}/\sigma_{\text{in}}$) этих величин можно вычислить сечение рождения Δ -резонанса для разных энергий протонов:

$$T_1 = 1,4 \text{ ГэВ}, \quad T_2 = 1,5 \text{ ГэВ}, \quad T_3 = 1,7 \text{ ГэВ}, \quad T_4 = 1,9 \text{ ГэВ},$$

$$\sigma_1 = 13,15 \text{ мб}, \quad \sigma_2 = 12,42 \text{ мб}, \quad \sigma_3 = 10,80 \text{ мб}, \quad \sigma_4 = 9,86 \text{ мб}.$$

Следующий шаг в экспериментальных исследованиях — это регистрация Δ -резонанса по продуктам его распада. Дельта-резонанс распадается на пион-протонную пару с вероятностью $\approx 0,99$. Продукты распада почти покоящегося Δ -резонанса (пион и нуклон) разлетаются относительно друг друга под углом $\sim 180^\circ$ в 4π -телесном угле и могут быть зарегистрированы в экспериментальных условиях.

3. ОЦЕНКА ВЫХОДА «ОЖИДАЕМОГО ЭФФЕКТА» ПРИ РАСПАДЕ Δ -РЕЗОНАНСА НА ДВЕ ЧАСТИЦЫ

В наших экспериментах по исследованию η -ядер используется двухплечевой спектрометр СКАН, расположенный на станции внутренней мишени. Установка состоит из двух плеч (Р-плечо и К-плечо), расположенных под углом 180° друг относительно друга по разные стороны линии кольца нуклотрона. Принцип работы спектрометра основан на измерении скорости и кинетической энергии частицы по времени пролета (ΔT) на заданной базе и энерговыделению ($E - \Delta E$) в веществе детектора [13].

Используя формулу Брейта–Вигнера для описания Δ -резонанса, мы смоделировали протоны и пионы от распада этого резонанса, которые летят в направлении детекторов установки СКАН. Затем, с помощью программы GEANT вычислили, какая часть из этих протонов и пионов будет зарегистрирована нашей установкой (рис. 5). В ходе предварительных расчетов выяснилось, что с учетом разрешения установки СКАН мы можем регистрировать протоны с импульсами ≥ 240 МэВ/с.

Продукты распада покоящегося Δ -резонанса имеют малый импульс из-за ионизационных потерь энергии, в значительном числе случаев протоны останавливаются, не

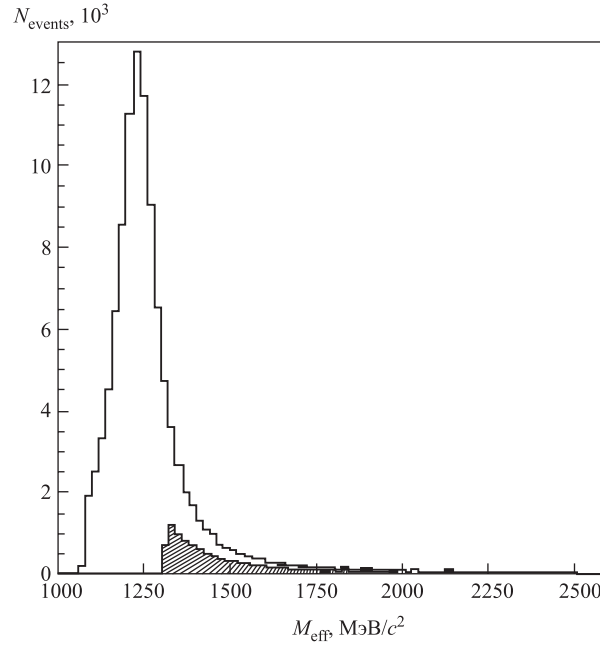


Рис. 5. Построенный с помощью метода Монте-Карло по формуле Брейта–Вигнера график распределения эффективной массы двух частиц от распада Δ -резонанса. Зарегистрированные спектрометром SKAN частицы показаны с помощью заштрихованной области

долетая до третьего детектора SKAN, и медленные π -мезоны распадаются в том же промежутке. Используя метод Монте-Карло, мы определили, что установка SKAN регистрирует только 1/10-ю часть продуктов распада покоящегося Δ -резонанса от числа летящих в направлении детекторов [14]. С учетом этого фактора для приведенных выше энергий эффективные сечения будут равны соответственно

$$\sigma_1 = 1,315 \text{ мб}, \quad \sigma_2 = 1,242 \text{ мб}, \quad \sigma_3 = 1,08 \text{ мб}, \quad \sigma_4 = 0,986 \text{ мб}.$$

С учетом полученных данных оценим ожидаемые выходы событий $Y(p\pi^-)$, связанных с образованием Δ -резонанса при проведении эксперимента на внутреннем протонном пучке нуклотрона, следующим образом [15]:

$$Y(p, \pi^-) = \sigma(p^{12}\text{C} \rightarrow N_1 N_2 (A-1)_\Delta) N_t N_{\text{eff}} \text{Br}(\pi N) \xi \Omega_\pi n_c k f(\Omega_p / \Omega_\pi) g,$$

$N_{\text{eff}} = 3,0 \cdot 10^{15}$ — эффективный поток протонов, падающих на мишень за цикл (цикл = 5 с); $\Omega_\pi = 8 \cdot 10^{-3}$ ср — телесный угол регистрации частиц установки SKAN; $\text{Br}(\pi N) = 0,99$ — вероятность распада Δ по πN -каналам; $\xi(\pi^- p) = 0,50$ — вероятность распада на (π^-, p) -пару; $f(\Omega_p / \Omega_\pi) \approx 0,2$ — корреляционная геометрическая функция πp -распада, определяемая «размытием» углового раствора частиц за счет ферми-движения нуклонов; $n_c = 360$ — число циклов ускорения в час; k — соотношение поперечных размеров p -пучка к мишени, $k = 3,3 \cdot 10^{-3}$; $g = 0,5$ — доля пучка гауссовой формы, попадающего на нитяную мишень.

Подставляя численные значения множителей, получаем

$$T_p = 1400 \text{ МэВ}, \quad Y(p\pi^-) \approx 960 \text{ событий/ч},$$

$$T_p = 1500 \text{ МэВ}, \quad Y(p\pi^-) \approx 906 \text{ событий/ч},$$

$$T_p = 1700 \text{ МэВ}, \quad Y(p\pi^-) \approx 789 \text{ событий/ч},$$

$$T_p = 1900 \text{ МэВ}, \quad Y(p\pi^-) \approx 720 \text{ событий/ч}.$$

Приведенные расчеты показывают, что «ожидаемое» число событий для наших условий измерения на установке СКАН будет в пределах 720–960 событий/ч.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Во время или перед экспериментом важно правильно оценить и предсказать выход продуктов той или иной реакции. Предложенная нами методика позволяет экспресс-оценку сечения рождения Δ -резонанса в pA -столкновениях для разных энергий с использованием известных данных πA -рассеяния и кинематических расчетов рождения пионов в нуклон-нуклонном взаимодействии. Методику можно применять при проведении экспериментов на внутреннем пучке нуклотрона и анализе экспериментальных результатов.

В последующих статьях будут учтены многие другие факторы, не вошедшие в данную, например, фоновое излучение, совпадение событий и наложений, поглощение энергии в воздухе и пластике детекторов и т. д.

Авторы выражают благодарность за участие в обсуждении результатов Е. А. Строковскому, А. П. Иерусалимову и А. Г. Литвиненко.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Liu L. C., Haider Q. Signature for the Existence of Eta-Mesic Nucleus // Phys. Rev. C. 1986. V. 34, No. 5. P. 1845–1854.
2. Chrien R. E. et al. Search for Bound States of the η -Meson in Light Nuclei // Phys. Rev. Lett. 1988. V. 60. P. 2595–2598.
3. Sokol G. A. et al. Search for η -Mesic Nuclei in Photoproduction Processes // Fizika B. 1999. V. 8. P. 85–90.
4. Сокол Г. А. и др. Обнаружение η -мезонных ядер // Письма в ЭЧАЯ. 2000. № 5[102]. С. 71.
5. Anikina M. Kh. et al. Search for and Study of Eta-Mesic Nuclei in pA -Collisions at the JINR LHE Nuclotron. nucl-ex/0412036. 2004.
6. James F. Monte Carlo Phase Space. CERN 68-15. 1968.
7. Барашенков В. С. Сечение взаимодействия частиц и ядер с ядрами. Дубна: ОИЯИ, 1993. 346 с.
8. Binon F. et al. Scattering of Negative Pions on Carbon // Nucl. Phys. B. 1981. V. 17, No. 1. P. 168–188.
9. Строковский Е. А., Гареев Ф. А., Ратис Ю. Л. Дельта-изобарные возбуждения атомных ядер в зарядово-обменных реакциях // ЭЧАЯ. 1993. Т. 24, вып. 3. С. 603–682.
10. Cugnon J., Mizutani T., Vandermeulen J. Equilibration in Relativistic Nuclear Collisions. A Monte Carlo Calculation // Nucl. Phys. A. 1981. V. 352, No. 3. P. 503–534.

11. *VerWest B. J., Arndt R. A.* *NN* Single Pion Production Cross Section below 1500 MeV // *Phys. Rev. C.* 1982. V. 25, No. 4. P. 1979–1985.
12. *Nagamiya S. et al.* Production of Pions and Light Fragments at Large Angles in High-Energy Nuclear Collisions // *Phys. Rev. C.* 1981. V. 24, No. 3. P. 971–1009.
13. *Афанасьев С. В. и др.* Система сбора данных и триггер установки СКАН // *ПТЭ.* 2008. № 1. С. 34–39.
14. *Никитиу Ф.* Фазовый анализ в физике ядерных взаимодействий: Пер. с рум. М.: Мир, 1983. 416 с.; ил.
15. *Литвиненко А. Г., Ставинский В. С.* Верхний предел сечений рождения кумулятивных изобар, π -мезонов из анализа деформаций инклюзивных спектров // *Краткие сообщ. ОИЯИ.* 1985. № 12.

Получено 5 февраля 2009 г.