

УДК 539.172.3

В.А.ТЯСУЧЁВ

ЭТА-ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА

Анализируются результаты теоретических и экспериментальных исследований η -мезона, выполненные в Томском политехническом университете за последние 35 лет. Рассматривается возможность η -мезонов образовывать связанные состояния с атомными ядрами, называемыми η -ядрами. Основные свойства таких экзотических ядер изучены в рамках оптической модели мезон-ядерного взаимодействия. На основе предложенной в работе модели образования η -ядер фотонами высоких энергий рассчитаны сечения фоторождения ряда η -ядер и рассмотрены возможности их обнаружения.

Введение

Эта-мезон (η -мезон) был открыт в 1961 году и долго оставался объектом тщательного экспериментального и теоретического изучения ввиду непохожести на известные к тому времени мезоны. По современным представлениям в его состав помимо обычных u -, d -кварков входит и странный кварк S . Скрытая странность предполагает отличие η -мезона от π^0 -мезона и ηN -взаимодействия от πN . Сравнение этих взаимодействий между собой в 70-х годах было важно для проверки основных положений сильных взаимодействий, как то, изотопической инвариантности. Измерения сечений ηN -взаимодействия с помощью пучков η -мезонов невозможны из-за невероятно короткого времени жизни этого мезона

$$\tau \approx 5 \cdot 10^{-19} \text{ с,}$$

которого недостаточно даже для того, чтобы мезон мог пролетать расстояние, равное диаметру одного атома. И тем не менее изучать взаимодействие η -мезонов с нуклонами и ядрами можно, но только опосредованно: как взаимодействие в конечном состоянии в процессах, где η -мезоны образуются частицами высоких энергий. За достоверность сведений о ηN -взаимодействии в этом случае отвечают уже не только экспериментаторы, но и теоретики, поскольку эти сведения модельно-зависимые. Поэтому для исследования ηN -взаимодействия требовался неформальный союз теоретиков и экспериментаторов. В начале 70-х годов такой союз создавался в НИИЯФ при ТПУ.

Определение сечения ηN -взаимодействия

Еще до пуска томского синхротрона «Сириус» с максимальной энергией ускоренных электронов 1,5 ГэВ в НИИЯФ при ТПУ стали готовиться к физическим экспериментам на пучке γ -квантов. Среди рассматриваемых был проект эксперимента по измерению A -зависимости сечений фоторождения тогда ещё новых частиц, η -мезонов на сложных ядрах с целью получения сведений о сечении ηN -взаимодействия. Проект был утверждён, а руководителем и главным исполнителем этого эксперимента был назначен выпускник кафедры №12 физико-технического факультета ТПУ Г.Н.Дудкин. Измерения начались на созданной в стенах института уникальной установке для регистрации η -мезона по двум γ -квантам от его распада. Заметим, что это был третий в мире эксперимент с регистрацией η -мезона! Первая оценка полного сечения ηN -взаимодействия, полученная в этом эксперименте для η -мезонов с кинетической энергией $T_\eta \approx 150 \text{ МэВ}$ [1],

$$\sigma(\eta N) = (66^{+29}_{-20}) \text{ мбн.} \quad (1)$$

Параллельно с экспериментом велись и теоретические исследования, направленные на создание «строгой» модели ηN -взаимодействия, удовлетворяющей требованиям релятивистской инвариантности и унитарности. Такая модель, включающая два основных канала реакции

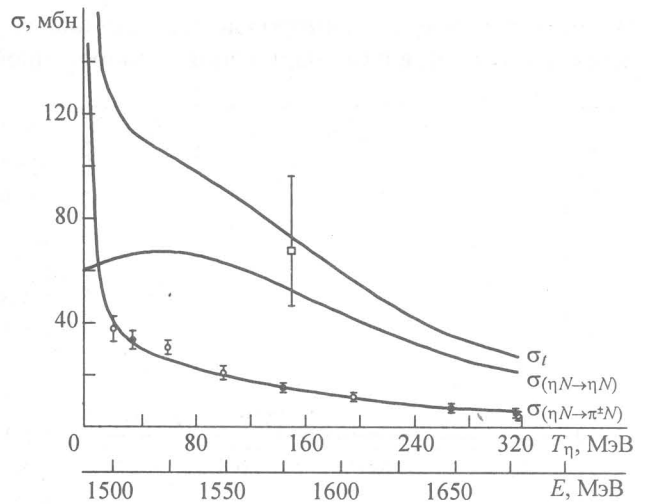
$$\eta N \rightarrow \eta N,$$

$$\eta N \rightarrow \pi N,$$

была создана и с её помощью впервые были вычислены сечения взаимодействия с нуклонами для η -мезонов низких энергий [2] (рис.1). В последующие годы (а эксперимент растянулся на годы)

была измерена энергетическая зависимость $\sigma(\eta N)$, указывающая на резонансный характер низкоэнергетического ηN -взаимодействия. С по-

Рис. 1. Зависимость сечений ηN -взаимодействия от кинетической энергии T_η η -мезонов (полной энергии) ηN -системы). Сплошные кривые — теоретический расчет; $\circ, \bullet$ — сечения реакций $\eta N \rightarrow \pi N$, полученные методом детального баланса из обратной реакции; $\square$ — полученное нами экспериментальное значение $\sigma'_{\eta N}$



мощью обсуждаемой модели из эксперимента по измерению A -зависимости сечений фоторождения η -мезонов на сложных ядрах были получены масса и ширина этого резонанса [3],

$$m_R \approx 1550 \text{ МэВ}/c^2, \Gamma_R \approx 160 \text{ МэВ}, \quad (2)$$

известного как резонанс $S_{11}(1535)$. Следует напомнить, что этот резонанс наиболее сильно связан с каналом $\eta + N$, а поэтому его изучение в других каналах, таких, как $\pi + N$, малоэффективно. Сегодня сведения о свойствах этого резонанса [4] мало чем отличаются от определённых 25 лет назад в ТПУ.

Парциальные реакции фоторождения η -мезонов на лёгких ядрах

Для проверки кварковых моделей строения адронов в 70-е годы важными были сведения о ширинах фотовозбуждения барионных резонансов, основным источником которых являются реакции фоторождения мезонов на нуклонах и ядрах. Вопрос о фоторождении η -мезонов вблизи порога довольно остро встал уже в 1969 году из-за обнаруженного противоречия в характере фотовозбуждения резонанса $S_{11}(1535)$. Из всей совокупности данных о фоторождении π -мезонов на нуклонах следовало, что ответственными за образование псевдоскалярных мезонов в этой области энергий являются фотоны с изоспином 1 (изовекторные фотоны). В этом контексте результат измерения сечения когерентного фоторождения η на ядрах дейтерия d ,

$$\gamma + d \rightarrow \eta + d, \quad (3)$$

вблизи порога был очень неожиданным [5]; в непосредственной близости от порога сечение имело величину, не равную нулю, и с увеличением энергии резко уменьшалось, обращаясь в нуль. Анализ результата эксперимента в импульсном приближении однозначно привел к заключению об изоскалярном характере фотовозбуждения резонанса $S_{11}(1535)$, то есть его возбуждению фотонами с изоспинами 0, протевореча ранее накопленным данным. Именно в это время зародилась идея (по-видимому, не у одного человека) «фильтрации» частей однонуклонных амплитуд фоторождения π^0 - и η -мезонов с помощью когерентных реакций фоторождения мезонов от p -оболочек лёгких ядер:

$$\gamma + A(J, T) \rightarrow \left\{ \begin{matrix} \pi^0 \\ \eta \end{matrix} \right\} + A^*(J', T'), \quad (4)$$

в которых начальное ядро A меняет свои квантовые числа (J, T) на (J', T') в результате ядерного парциального перехода в дискретное возбуждённое состояние A^* . Заметим, что сечения реакций (4) пропорциональны таким частям амплитуд процессов $\gamma N \rightarrow \pi N$, $\gamma N \rightarrow \eta N$, которые невозможно выделить, изучая только сами эти процессы [6]. Работа над теорией реакций (4), получивших название парциальных реакций фоторождения мезонов на ядрах, потребовала больших усилий и выполнялась силами двух коллективов: НИИЯФ при ТПУ и фотомезонной лабораторией ФИАН. Трудность заключалась в том, что результаты вычислений наблюдаемых величин реакций (4) сильно зависели от ядерных моделей и приближений, недостаточно разработанных и обоснованных в 70-е годы. Для этих расчётов была задействована ядерная модель оболочек с остаточным взаимодействием. К 1985 году была, в целом, создана последовательная модель парциальных реакций фоторождения мезонов на лёгких ядрах, на основе импульсного приближения, которая позволяла рассчитать сечения любых

парциальных реакций фоторождения мезонов на p -оболочечных ядрах с учётом внутриядерного движения нуклонов и без нарушения калибровочной инвариантности амплитуды [7].

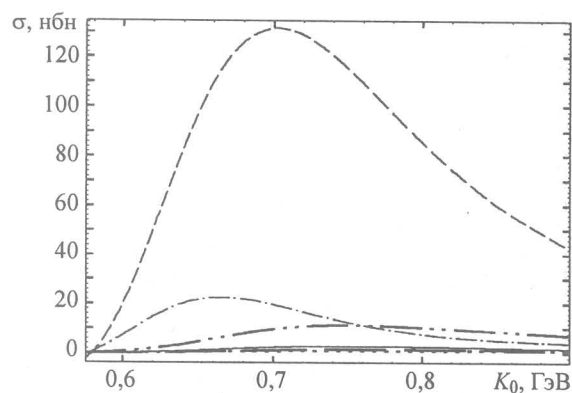


Рис. 2. Полные сечения реакций $(\gamma, \eta)^6\text{Li}^*(\epsilon)$ в зависимости от энергии налетающих γ -квантов с возбуждением уровней в конечном ядре: - - - - $\epsilon = 0$ МэВ ($1^+ 0$); — · — $\epsilon = 2,18$ МэВ ($3^+ 0$); — · — $\epsilon = 3,56$ МэВ ($0^+ 1$); — — — $\epsilon = 4,27$ МэВ ($2^+ 0$); - - - $\epsilon = 5,37$ МэВ ($2^+ 1$); — — — $\epsilon = 5,65$ МэВ ($1^+ 0$)

сведений о некоторых γ -уровнях, необходимых в методике совпадений, которую предполагалось применять для выделения парциальных реакций фоторождения, сильно удорожили эксперименты, что не позволило в начале 90-х годов перейти к систематическому исследованию реакций (4). Временные экономические трудности не должны умалять достоинства выполненной работы, результаты которой в скором будущем будут востребованы у нас в стране. Эти результаты уже используются в международном эксперименте [10].

η -ядра

Независимо друг от друга в 1985 году произошли два события, приведшие к всплеску интереса к η -мезон-ядерной физике. Одно из них — это совместный парциально-волновой анализ πN - и ηN -взаимодействий, выполненный в методе связанных каналов, который показал, что низкоэнергетическое ηN -взаимодействие достаточно сильное и является взаимодействием притяжения [11]. Опираясь на этот результат, Liu и Haider высказали идею о возможности существования связанных состояний η -мезон — ядро и провели соответствующие расчёты [12,13], согласно которым квазисвязанные состояния могут существовать с барионным зарядом $A \geq 11$.

Другое событие — это результат эксперимента с лёгкими ионами,



первоначальной целью которого была проверка выполнения закона сохранения изоспина в сильных взаимодействиях [14]. Результаты были интересны по обеим реакциям, но остановимся на обнаруженной особенности реакции (7). При уменьшении энергии налетающих дейтронов ближе к порогу реакции (7) счёт η -мезонов уменьшался непропорционально медленнее, чем уменьшение фазового объёма конечных частиц реакции [14], свидетельствуя об увеличении силы взаимодействия в $\eta - {}^3\text{He}$ -системе при уменьшении энергии. В дальнейшем эти события развивались по следующему сценарию. По предложению Liu и Haider был поставлен эксперимент в Брукхейвенской лаборатории по поиску η -ядер (так стали называть гипотетические связанные состояния η -мезонов и ядер). Обнаружить η -ядра со свойствами, предсказанными их авторами, не удалось [15]. Из этого факта одни специалисты заключали, что η -ядер в природе нет, а другие, — что предсказанные свойства (энергии связи и ширины) были далеки от реальных. Следует заметить, что с тех пор и эксперимент, и первоначально предсказанные свойства η -ядер неоднократно критиковались и не без основания. Что касается результата эксперимента по измерению сечения реакции (7), то существующие традиционные модели не объясняли порогового поведения сечения этой реакции, в то

время как нетрадиционная модель «объяснила» s -волновым ядерным «резонансом» в $p-d$ -системе, но массой меньше массы конечных частиц [16–17]. В теории рассеяния такой «резонанс» называется полюсом и соответствует виртуальным частицам или квазисвязанным состояниям. Если этот полюс к тому же близок к порогу, то его можно обнаружить по увеличению силы взаимодействия в системе $\eta - {}^3\text{He}$, по мере приближения по энергии к полюсу, то есть по увеличению амплитуды реакции (7) с уменьшением энергии до пороговой. Наблюдаемый «след» от образования очень лёгких η -ядер в реакции (7) и, возможно, в реакции (3), а также неудача обнаружения η -ядер в Брукхейвене заставили радикально пересмотреть возможные свойства η -ядер, тем более, что этому способствовали новые результаты о длине свободного ηN -рассеяния, a_0 [18, 19].

Для образования квазисвязанных состояний в комплексном потенциале требуется определённое соотношение между его реальной и мнимой частями. Так как комплексный η -ядерный потенциал определяется через комплексную длину рассеяния a_0 , то на рис. 3 для нескольких ядер показаны границы образования связанных состояний в комплексной плоскости a_0 [20]. Слева от этих кривых находятся значения a_0 , которые не ведут к связанным состояниям соответствующих атомных ядер и η -мезонов; справа от кривых остаются те значения, которые ведут к связанным состояниям. Как видно из рис. 3, последние результаты исследования a_0 [18, 19] свидетельствуют о возможности образования η -ядер с тремя нуклонами, след от образования которых, по-видимому, просматривается в реакции (7). В таблице показаны свойства некоторых η -ядер, рассчитанные с новыми данными о длине ηN -рассеяния, полученными в [18, 19].

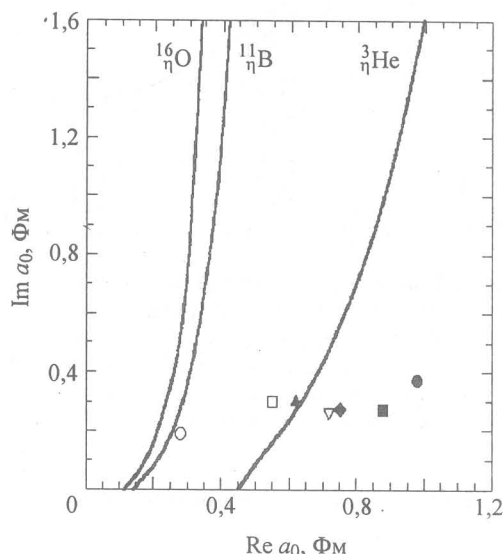


Рис.3. Границы образования квазисвязанных состояний для нескольких η -ядер в комплексной плоскости длины ηN -рассеяния. Длины ηN -рассеяния, полученные в работах: $\circ$ – [11], $\bullet$ – [21], $\square$ – [16], $\blacktriangle$ – [22], $\blacksquare$ – [23], ∇ – [18], $\blacklozenge$ – [19]

Собственные значения комплексной энергии $E = (\epsilon + i\Gamma/2)$ МэВ в модели с прямоугольной потенциальной ямой

Ядра	Состояния	$a_0 = (0,751 + 0,274i)$ Фм	$a_0 = (0,717 + 0,263i)$ Фм
${}^3_{\eta}\text{He}$	$1s$	$2,94 + 6,05i$	$2,30 + 5,50i$
${}^4_{\eta}\text{He}$	$1s$	$19,7 + 17,9i$	$17,5 + 16,85i$
${}^{11}_{\eta}\text{B}$	$1s$	$29,6 + 17,58i$	$27,5 + 16,75i$
	$1p$	$11,2 + 9,45i$	$10,3 + 7,88i$
${}^{12}_{\eta}\text{C}$	$1s$	$30,1 + 17,45i$	$28,0 + 16,65i$
	$1p$	$11,9 + 10,57i$	$10,6 + 9,13i$
${}^{15}_{\eta}\text{N}$	$1s$	$32,3 + 17,65i$	$30,2 + 16,85i$
	$1p$	$14,8 + 13,02i$	$13,1 + 11,86i$
${}^{16}_{\eta}\text{O}$	$1s$	$32,8 + 17,62i$	$30,6 + 16,82i$
	$1p$	$15,6 + 13,46i$	$13,9 + 12,36i$
${}^{40}_{\eta}\text{Ca}$	$1s$	$42,3 + 19,26i$	$39,9 + 18,45i$
	$1p$	$30,1 + 18,08i$	$27,9 + 17,20i$
	$2s$	$7,24 + 15,64i$	$5,3 + 14,65i$

Для радиуса потенциала R , были использованы данные о среднеквадратических радиусах соответствующих атомных ядер. Чтобы показать модельную зависимость приводимых свойств ядер, помещённых в таблице, на рис.4 приведена зависимость основных свойств ${}^{16}_{\eta}\text{O}$ от радиального параметра модели $r_0 = R \cdot A^{-1/3}$. Хотя эта зависимость сильная, исходя из общих соображений, реальные значения E_{ne} будут находиться в полосе

$$1,3 \text{ Фм} \leq r_0 \leq 1,4 \text{ Фм}.$$

Результат эксперимента 30-летней давности [5] находит своё естественное объяснение, если предположить, что существуют η -ядра с двумя нуклонами. Ответственным за большую величину

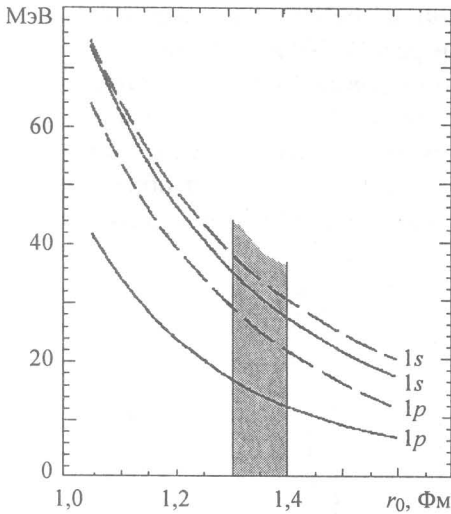


Рис. 4. Зависимость энергии связи ϵ (сплошные кривые) и ширины Γ (штриховые кривые) $1s$ - и $1p$ -состояния ядра ^{16}O от радиального параметра r_0 оптического потенциала, рассчитанного с использованием длины ηN -рассеяния $a_0 = (0,717 + i0,263)\text{Фм}$

сечения реакции (3) непосредственно у порога является полюс амплитуды реакции (3), расположенный близко к порогу [24]. Из вышесказанного следуют свойства такой частицы:

$$\begin{aligned} M &\approx m_d + m_\eta, \\ \Gamma &\approx 1 - 10 \text{ МэВ}, \end{aligned} \quad (8)$$

где M и Γ – масса и ширина. Именно такими ожидаются свойства η -ядра дейтерия [24,25]. Интересно заметить, что ηd по своим свойствам (8) совпадает с предсказанным тяжёлым дибарионным резонансом [26], а потому может быть принят за дибарион в экспериментах по поиску дибарионов.

В рассмотренных реакциях вида

$$h + A \rightarrow \eta + B, \quad (9)$$

где h – адрон, проявление полюсов, отождествляемых здесь с η -ядрами, как аномалий сечений в пороге возможно по причине малой энергии связи и ширины ядер $^3_\eta\text{He}$ (в реакции (7)) и ηd (в реакции (3)). С увеличением числа нуклонов, а точнее, плотности ядер и энергии связи, и ширины η -ядер быстро увеличиваются (см. таблицу), отдаляя обсуждаемые полюса от порога соответствующих реакций (9). Поэтому проявление полюсов в сечениях становится менее

заметным с ростом ядерной плотности образуемых η -ядер. Так, в сечении реакции

$$d + d \rightarrow \eta + ^4\text{He} \quad (10)$$

аномальный эффект в пороге значительно менее заметен, чем в реакции (7) [27] (но всё же наблюдается!).

Если в реакциях (9) η -ядра являются полюсами, то в реакциях вида

$$\begin{aligned} h + A &\rightarrow \pi + B, \\ h + A &\rightarrow \pi + \pi + B, \\ h + A &\rightarrow \pi + \pi + \pi + B \end{aligned} \quad (11)$$

при энергиях, близких к порогу рождения η -мезонов, они должны бы проявляться как ядерные высоковольтные резонансы:

$$\begin{aligned} h + A &\rightarrow \eta A^* \rightarrow \pi + B, \\ h + A &\rightarrow \eta A^* \rightarrow \pi + \pi + B, \\ h + A &\rightarrow \eta A^* \rightarrow \pi + \pi + \pi + B. \end{aligned} \quad (12)$$

По-видимому, так оно и есть. Попытки выделения пионов от распада η -ядер в реакциях (12) были сделаны в эксперименте по двойной перезарядке пионов $^{18}\text{O}(\pi^+, \pi^-)^{18}\text{Ne}$ и небезуспешные [28]. Малый набор статистики не позволил, однако, авторам этой работы заявить об открытии η -ядер с $A > 16$.

Если η -ядра существуют, то они должны появляться и проявляться и в других реакциях, отличных от (9). Например, в реакции

$$h + A \rightarrow N + \eta A'. \quad (13)$$

Так как переданный ядру импульс при рождении η -мезона может уноситься в этом случае нуклоном, можно утверждать, что сечение этой реакции будет много больше сечения реакции

$$h + A \rightarrow \eta A'.$$

Следует отметить, что вычисление амплитуд реакций (13) представляет значительную трудность, так как невозможно без привлечения микроскопических моделей атомных ядер и моделей рассеяния частиц высоких энергий на ядрах со всеми их приближениями. В данной работе в качестве налетающих частиц рассматриваются фотоны:

$$\gamma + A \rightarrow N + \eta A', \quad (14)$$

что, во-первых, позволит использовать опробованные ранее приближения и избежать столь важного учёта взаимодействия в начальном состоянии, а во-вторых, будет опираться на последние

достижения в области исследования фоторождения η -мезонов на нуклонах и ядрах [29]. Здесь следует заметить, что прецизионные измерения сечений фоторождения η -мезонов на протонах в лаборатории Майнца не остались незамеченными в ТПУ. Используя результаты этих экспериментов, сотрудник кафедры ВММФ ФЕНК кандидат физико-математических наук А.И.Фикс рассмотрел фоторождения η -мезонов на нуклонах в современной модели и выполнил наиболее полное теоретическое исследование измеренного сечения реакции $d(\gamma, \eta)X$ в области энергии возбуждения резонанса $S_{11}(1535)$ [30].

Образование η -ядер в реакции $\gamma + A \rightarrow N + {}_{\eta}A'$

При вычислении амплитуд реакций (14) наряду с импульсным приближением использовалось приближение квазисвободного фоторождения мезонов на ядрах, суть которого сводится к тому, что вылетевший из ядра нуклон есть нуклон отдачи от процесса фоторождения на нём η -мезона. Механизм реакции фотообразования η -ядер в (14) показан на рис.5. Наиболее интересной в плане экспериментального исследования является реакция (14) вида

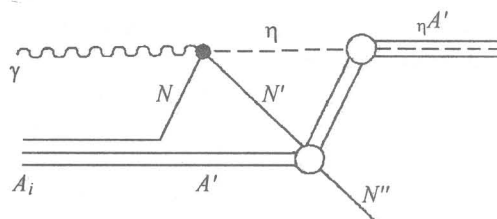


Рис. 5. Схема механизма фотообразования η -ядер в реакции $\gamma + A \rightarrow N + {}_{\eta}A'$



так как ожидаемое состояние ${}_{\eta}d$ имеет минимальную ширину и его легко было бы наблюдать в реакциях



как квазисвязанное состояние $p - n - \eta$ -системы. Однако концепция оптического потенциала, используемая здесь, очень груба для описания ${}_{\eta}d$. С некоторой натяжкой оптический потенциал применим к описанию η -ядер ${}_{\eta}^3A$, образующихся в реакциях

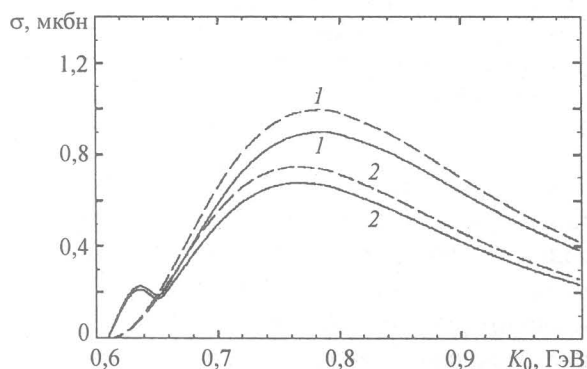


Рис. 6. Зависимость полного сечения реакций ${}^4\text{He}(\gamma, p) {}_{\eta}T$ (кривые 1) и ${}^4\text{He}(\gamma, n) {}_{\eta}^3\text{He}$ (кривые 2) от энергии налетающих γ -квантов с учетом (сплошные кривые) и без учета (штриховые кривые) взаимодействия нуклонов в конечном состоянии

Зависимость полных сечений этих реакций от энергии налетающих фотонов показана на рис.6. Во всех приведённых ниже результатах расчёта выбрана длина ηN -рассеяния

$$a_0 = (0,717 + i0,263) \text{ Фм}$$

из работы [18] и волновые функции осцилляторной модели оболочек. Детали вычислений можно найти в работах [31, 32]. Разные величины сечений для реакций (17) и (18) обусловлены использованием в расчётах импульсного приближения и различием амплитуд фоторождения η -мезонов на протонах и нейтронах (см., например, [30–32]). Для учёта взаимодействия нуклонов в конечном состоянии использовалась простая оптическая модель с учётом только мнимой части ядерного потенциала. Эта модель хорошо работает при кинетической энергии нуклонов $T_N > 60$ МэВ. При

меньших энергиях T_N у порога реакций (17), (18) для учёта нуклон-ядерного взаимодействия использовалась модель Findlay [33]. Так как сечение реакции (17) больше сечения реакции (18), то в дальнейшем будем говорить только о реакции (17). Как известно, в бинарных реакциях имеется жёсткая связь между энергией и углом вылета одной из конечных частиц. Поэтому квазисвязанное состояние в реакциях (17) можно наблюдать с помощью спектрометрии протонов под заданным углом к пучку γ -квантов. Расчёты показали, что с увеличением угла вылета нуклонов сечения реакции (17) быстро уменьшаются (см. рис.7), а потому углы, под которыми наблюдаются протоны

от этой реакции, не должны быть большими. Основной фоновой реакцией для (17) будет



Сечение этой реакции также вычислялось в приближении квазисвободного фоторождения мезонов на ядрах, а взаимодействие протонов в конечном состоянии учитывалось в простой оптической модели (подробности см. в [31–32]). На рис.7 показано дифференциальное сечение реакции (19) при фиксированной энергии γ -квантов K_0 и угле вылета протонов θ_p , вместе с дифференциальным сечением реакции (17), вычисленным при тех же K_0 , θ_p и размазанным по ширине уровня. Высота пика протонного спектра от образования η -ядер значительно больше высоты пика спектра протонов от реакции фоторождения мезонов (19), что даёт надежду на обнаружение и регистрацию η -ядер по пику в спектре протонов в инклюзивной реакции ${}^4\text{He}(\gamma, p)X$ при соответствующих энергиях γ -квантов.

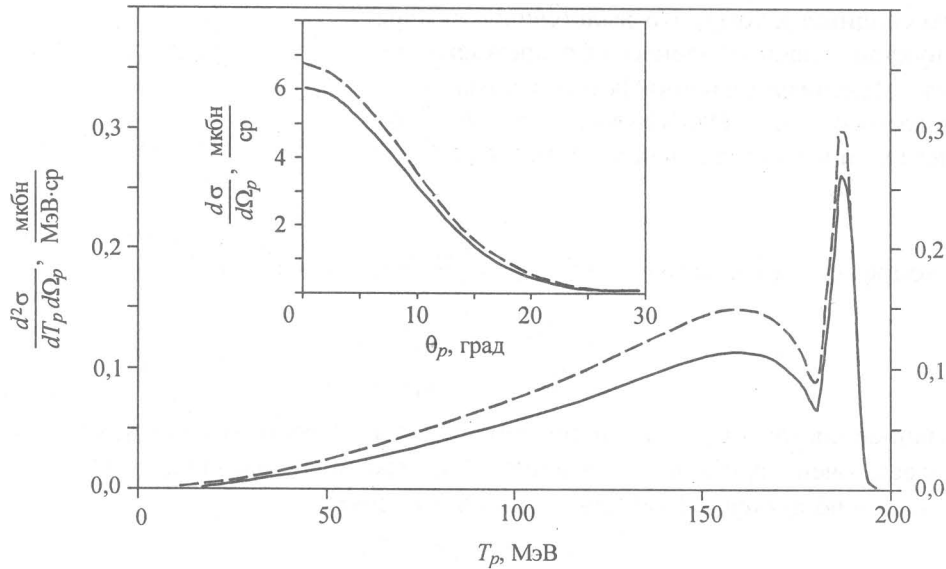


Рис.7. Дифференциальное сечение реакции ${}^4\text{He}(\gamma, p)T$ для энергии фотонов $K_0 = 760$ МэВ и угле вылета протонов $\theta_p = 10^\circ$ в зависимости от энергии протонов в Л-системе. Сплошными кривыми показан результат расчетов со взаимодействием протонов в конечном состоянии, штриховыми кривыми – без учета. Пиком изображено дифференциальное сечение реакции ${}^4\text{He}(\gamma, p) \eta T$ при названных кинематических условиях, «размазанное» по ширине уровня η -ядра по нормальному закону. На вставке показана зависимость дифференциального сечения реакции ${}^4\text{He}(\gamma, p) \eta T$ от угла вылета протона при вышеупомянутой энергии γ -квантов

С увеличением числа нуклонов A в начальном ядре, в принципе, можно добиться увеличения сечения реакций вида (14), которое невелико для рассмотренных реакций (17), (18). Переход к расчётам на p -оболочечных ядрах мишени связан с рядом трудностей. Во-первых, это многоуровневость квазисвязанных состояний η -ядер, которая проявляется в ядрах с $A > 6$, во-вторых, образование η -ядер с нуклонным остовом в высоковозбуждённом состоянии (дырка в s -оболочке после выбивания протона) требует специального рассмотрения, так как времена жизни ядра-остова и самого η -ядра становятся сравнимыми, в-третьих, дискретные состояния, в которых могут оставаться ядра после выбивания из них протона, приводят к увеличению всевозможных значений спина η -ядер, то есть к дополнительному увеличению сечений фотообразования η -ядер с $A > 6$ в реакциях типа (14), по сравнению с сечениями образования более лёгких η -ядер. Все эти трудности в той или иной степени были преодолены в теоретическом исследовании реакций



Эти реакции рассматривались только с активной p -оболочкой ядер мишени, в пренебрежении выбивания протонов из s -оболочек (есть основание считать, что такое приближение оправдано). Для описания атомных ядер с $4 < A < 16$ использовалась модель оболочек с промежуточной связью. Волновую функцию для ядра ${}^{12}\text{C}$ брали в таком приближении, что она была подобна волновой функции ядра с замкнутой p -оболочкой в схеме LS -связи, то есть волновой функции ядра ${}^{16}\text{O}$,

поэтому дифференциальные сечения реакций (20), (21) различаются в данных расчётах только на постоянный множитель. Будем различать образование разных уровней квазисвязанных η -ядерных систем и стационарных возбуждённых состояний нуклонных остовов η -ядер. На рис.8 показано угловое распределение протонов реакции (20), когда η -ядро образуется в $1s$ -состоянии, а его нуклонный остов ^{11}B находится в основном состоянии. Это распределение отличается от распределения протонов в реакциях (17), (18). Учет возбуждения стационарных уровней нуклонных остовов η -ядер приводит к заметному дополнительному увеличению сечения образования связанных мезон-ядерных систем за счёт увеличения числа возможных спинов (рис.9).

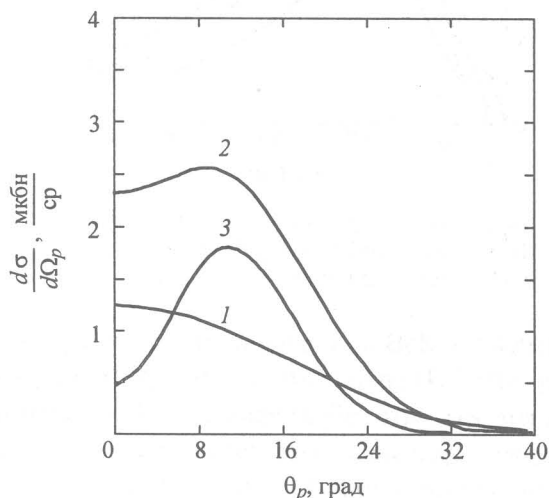


Рис. 8. Угловое распределение протонов реакции $^{12}\text{C}(\gamma, p) ^{11}\text{B}_{0.c}$ в Л-системе с учётом взаимодействия в конечном состоянии при разных энергиях падающих γ -квантов, K_0 , МэВ: 1 – 600; 2 – 700; 3 – 800

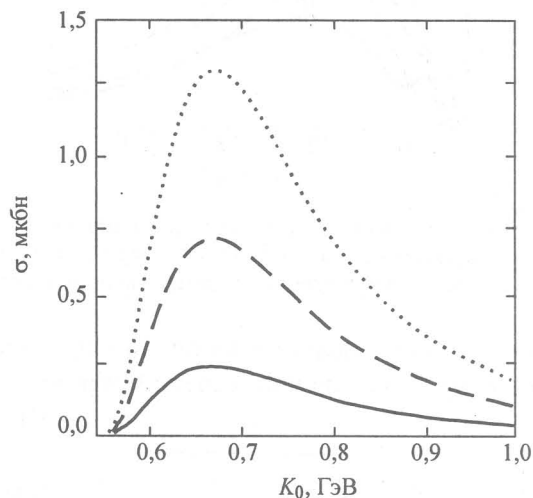


Рис. 9. Зависимость сечения образования η -ядра $^{11}\text{B}^*(1s)$ в реакции (20) от энергии γ -квантов с нуклонным остовом только в возбуждённых стационарных состояниях. Разные кривые соответствуют разным способам учёта этих состояний. В результатах, приведенных на последующих рисунках, используется вклад возбуждения дискретных уровней ядра-остова, изображённый точечной кривой

Остановимся теперь на сечениях фотообразования η -ядер в $1p$ -состоянии¹. Как уже говорилось, дифференциальные сечения реакций (20) и (21) будут различаться только множителем, а потому рассмотрим вычисленное сечение только для реакции (21). По форме оно внешне напоминает дифференциальные сечения образования лёгких η -ядер в реакциях (17), (18) (см. рис.7), однако в распределениях реакций (20), (21) с энергий γ -квантов 650 МэВ и выше можно видеть структуру (рис.10).

Начиная от порога реакции полное сечение образования η -ядра в $1p$ -состоянии несколько подавлено по сравнению с образованием в $1s$ и не только за счёт разности пороговых энергий. С увеличением же энергии фотонов сечения образования η -ядер в $1p$ -состояниях продолжают расти и при энергиях, находящихся выше энергии фотовозбуждения резонанса $S_{11}(1535)$, в то время как сечения рождения $1s$ – η -ядер начинают уменьшаться вместе с уменьшением вклада резонанса в сечения фотообразования η -мезонов на нуклонах ядер (рис. 11). Протон-ядерное взаимодействие притяжения при энергиях гигантского резонанса может приводить к значительному увеличению сечения образования η -ядер вблизи порога.

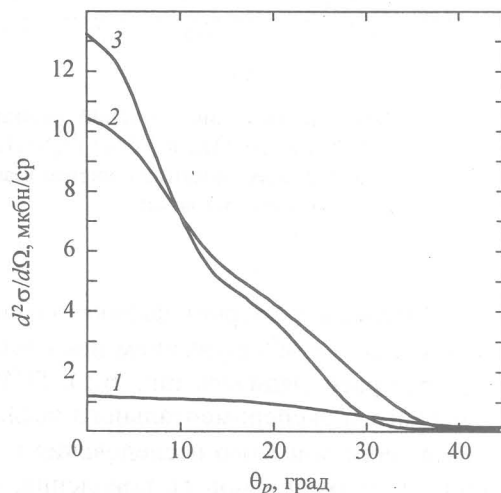


Рис. 10. Угловое распределение протонов реакции $^{16}\text{O}(\gamma, p) ^{15}\text{N}^*(1p)$ в Л-системе для энергий γ -квантов, K_0 , МэВ: 1 – 600; 2 – 700; 3 – 800 без учёта взаимодействия в конечном состоянии

¹ В [32] была допущена ошибка при вычислении сечений образования η -ядер в реакциях (20) и (21) в $1p$ -состояниях

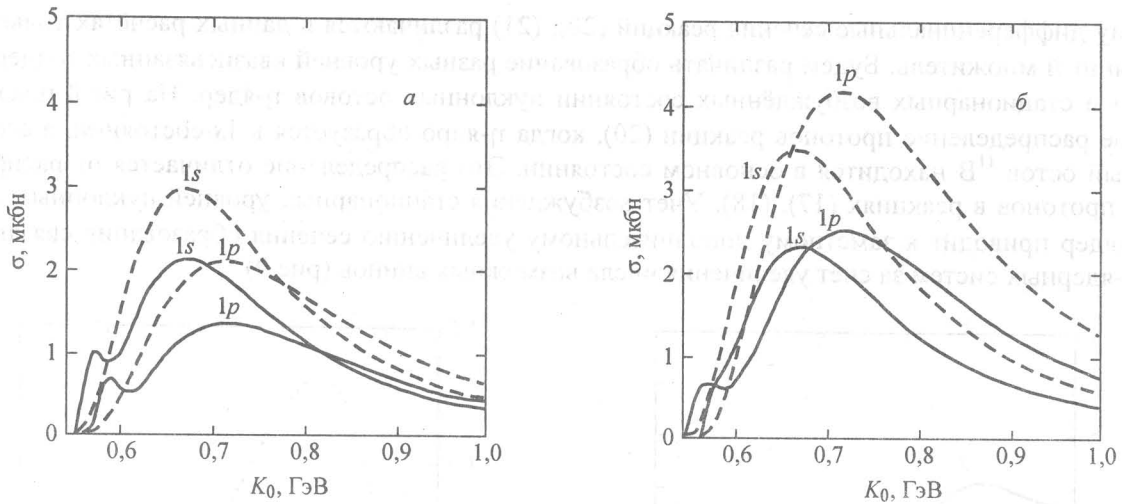


Рис.11. Зависимость полных сечений реакций $^{12}\text{C}(\gamma,p)^{11}\eta\text{B}^*$ (а) и $^{16}\text{O}(\gamma,p)^{15}\eta\text{N}^*$ (б) от энергии налетающих γ -квантов с образованием η -ядер в $1s$ - и $1p$ -состояниях. Штриховые кривые – без учета взаимодействия уходящих протонов с ядром, сплошные кривые – с учетом этого взаимодействия

Взаимодействие с ядром вылетающих протонов с энергией 50 МэВ и больше приводит к обратному эффекту: уменьшению сечений образования η -ядер как $^{11}\eta\text{B}$ (рис.11,а), так и $^{15}\eta\text{N}$ (рис.11,б).

Интересно отметить, что образование $^{15}\eta\text{N}$ в реакции (21) происходит с большей вероятностью в $1p$ -состоянии, чем в $1s$ -состоянии при относительно низких энергиях фотонов (≈ 650 МэВ), чего нельзя сказать о ядре $^{11}\eta\text{B}$, которое предпочитает рождаться в $1s$ -состоянии вплоть до энергии фотонов 800 МэВ.

Следует сказать, что учёт взаимодействия протонов с ядром вблизи гигантского резонанса был выполнен чисто феноменологически и дает лишь качественно предполагаемую картину поведения сечений вблизи порога. Если не делать различия между η -ядрами, находящимися в разных состояниях, но с одинаковым количеством протонов и нейтронов по-отдельности, то полные сечения образования их в реакции вида (14) будут выглядеть так, как это показано на рис.12. Отметим, что такие сечения довольно быстро растут с увеличением числа нуклонов и, возможно, имеет смысл рассмотреть реакции (14) на более тяжёлых, чем ^{16}O , ядрах для целей экспериментального обнаружения η -ядер.

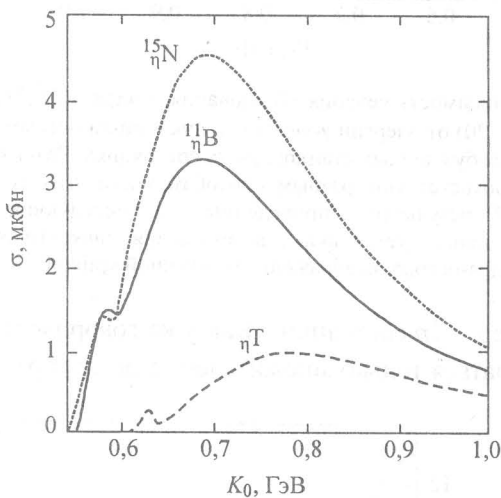


Рис. 12. Зависимость полных сечений реакций $^4\text{He}(\gamma,p)^3\eta\text{T}$, $^{12}\text{C}(\gamma,p)^{11}\eta\text{B}^*(1L)$ и $^{16}\text{O}(\gamma,p)^{15}\eta\text{N}^*(1L)$ от энергии налетающих γ -квантов с учетом взаимодействия в конечном состоянии

Заключение

Интерес к η -ядерной физике, возникший вместе с открытием η -мезона, не ослабевает и по сей день в связи с обнаружением всё новых и новых «странных» η -мезона и его взаимодействий. История распорядилась так, что в ТПУ накопился большой и во многом уникальный опыт теоретического и экспериментального исследования по физике промежуточных энергий. Что касается опыта теоретического исследования в области η -мезон-ядерной физики, то он многократно умножился с приходом нового поколения, позволив этому новому поколению работать сегодня на самом высоком мировом уровне.

Сложившаяся на сегодняшний день ситуация с η -ядрами во многом противоречивая. Эти ядра появляются (и проявляются) там, где их не ожидают! С 1969 года [5] тянется «след» от η -ядер в реакциях образования η -мезонов вблизи порога на малонуклонных системах. Десятки теоретиков пытались и пытаются объяснить увеличение силы взаимодействия в η -мезон-ядерной системе при уменьшении энергии, но все эти попытки выглядят неуклюже без привлечения гипотезы су-

существования сверхлегких η -ядер. По-видимому, окончательный ответ на вопрос, существуют ли η -ядра, будет дан тогда, когда η -ядра обнаружат и экспериментально исследуют в реакциях, предсказываемых теорией. В этой связи важными становятся теоретические исследования реакций, в которых могут образовываться η -ядра. Поиск η -ядер есть одна из актуальных задач для специалистов-экспериментаторов на сегодняшний день.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Дудкин Г.Н., Епонешников В.Н., Кречетов Ю.Ф., Трясучёв В.А. // Письма в ЖЭТФ. – 1973. – Т.18. – С.263.
2. Dudkin G.N., Eponeshnikov V.N., Krechetov U.F., Tryasuchev V.A. // Lett. Nuov.Cim. – 1974. – V.9. – P.452.
3. Дудкин Г.Н., Епонешников В.Н., Кречетов Ю.Ф. // Письма в ЖЭТФ. – 1976. – Т.23. – С.86.
4. Particle Data Group. 1996.
5. Anderson R.L., Prepost P. // Phys. Rev. Lett. – 1969. – V.23. – P.46.
6. Лебедев А.И., Трясучёв В.А., Фетисов В.Н. // ЯФ. – 1978. – Т.27. – С.1584.
7. Лебедев А.И., Поль Ю.С., Трясучёв В.А., Фетисов В.Н. // Труды ФИАН. – 1988. – Т.186. – С.196.
8. Трясучёв В.А., Колчин А.В. // ЯФ. – 1991. – Т.53. – С.703.
9. Трясучёв В.А., Фикс А.И. // ЯФ. – 1995. – Т.58. – С.1247.
10. Assamagan K.A., Gal L., Gasparian A., et al. / TJNAF PAC 14 Proposal. – 1998.
11. Bhalero R.S., Liu L.C. // Phys. Rev. Lett. – 1985. – V.54. – P.865.
12. Liu L.C., Haider Q. // Phys. Lett. – 1986. – V.B172. – P.257; 1986. – V.B174. – P.465(E).
13. Liu L.C., Haider Q. // Phys. Rev. – 1986. – V.C34. – P.1845.
14. Berthet P. et al. // Nucl.Phys. – 1985. – V.A443. – P.589.
15. Crien R.E., Bart S., Pile P., et al. // Phys. Rev.Lett. – 1988. – V.60. – P.2595.
16. Wilkin C. // Phys.Rev. – 1993. – V.C47. – P.R938.
17. Кандратюк Л.А., Ладю А.В., Узиков Ю.Н. // ЯФ. – 1995. – Т.58. – С.524.
18. Batinic M., Dadic I., Slaus I., et al. – Rudjue Boskovic Institute. Zagreb, 1996 / Preprint IRB-EF-02-96.
19. Green A.M., Wycech S. / Preprint HIP-1997-08.
20. Трясучёв В.А. // ЯФ. – 1997. – Т.60. – С.245.
21. Arima M., Shimizu K., Yazaki K. // Nucl.Phys. – 1992. – V.A543. – P.619.
22. Abaev V.V., Nefkens B.M.K. – Los Angeles. University of Colifornia, 1994 / Preprint UCLA-10-P25-229.
23. Batinic M., Svarc A. – Rudjue Boskovic Institute. Zagreb, 1995 / Preprint IRB-FEP-03/95.
24. Green A.M., Niskanen J.A., Wycech S. // Phys. Rev. – 1996. – V.C54. – P.1970.
25. Shevchenko N.V., Belyaev V.B., Rakityansky, et al. (submitted to P.R.L.1999).
26. Schmidt I.A. // Phys. Rev. Lett. – 1980. – V.D21. – P.3090.
27. Willis N., Le Barne Y., Zghiche A., et al. / Preprint IPNO-DRE-97-09.
28. Johnson J.D., Burleson G.R., Edwards C. // Phys. Rew. – 1993. – V.C47. – P.2571.
29. Krusche B., Ahrens J., Anton G., et al. // Phys. Rev. Lett. – 1995. – V.74. – P.3736.
30. Фикс А.И. Автореф. дис. ... канд. физ.-мат. наук. – Томск: ТГУ, 1998; Fix A.I., Arenhovel H. // Z.Phys. – 1997. – V.A359. – P.427.
31. Трясучёв В.А. // ЯФ. – 1998. – Т.61. – С.1600.
32. Трясучёв В.А. // Физика ЭЧАЯ. – 1999. – Т.30. – С.1391.
33. Findlay D.J.S., Owens R.O. // Nucl. Phys. – 1977. – V.A292. – P.53.