ITEP-36-01

Институт Теоретической и Экспериментальной Физики

36 – 01

В. В. Бару, А. М. Гаспарян, А. Е. Кудрявцев,
Й. Хайденбауэр, К. Ханхарт, Й. Шпет

О рождении η-мезона в нуклон-нуклонных соударениях

Москва 2001

УДК 539.12 М-16

О РОЖДЕНИИ η-МЕЗОНА В НУКЛОН-НУКЛОННЫХ СОУДАРЕНИЯХ:
Препринт ИТЭФ 36-01/
В. В. Бару, А. М. Гаспарян, А. Е. Кудрявцев, Й. Хайденбауэр[1], К. Ханхарт[1],
Й. Шпет[1] – М., 2001 – 16с.

Проведен микроскопический расчет сечений реакций $pp \to pp\eta$, $pn \to pn\eta$ и $pn \to d\eta$ вблизи порога. Исследовались возможности рождения η-мезона через процессы однобозонного обмена (OBE) с учетом промежуточных π, ρ, η, σ-мезонов, а также механизм прямого рождения. Эффекты взаимодействия нуклонов в начальном и конечном состояниях последовательно учитывались. Полученные результаты находятся в количественном согласии с экспериментальными данными. Показано, что механизм обмена пионом играет доминирующую роль в процессах рождения η-мезона.

ON THE η-MESON PRODUCTION IN NUCLEON-NUCLEON COLLISIONS.
V. V. Baru, A. M. Gasparian, A. E. Kudryavtsev, J. Haidenbauer[1], C. Hanhart[1],
J. Speth[1]

A microscopic calculation of the reactions $pp \to pp\eta$, $pn \to pn\eta$ and $pn \to d\eta$ have been performed in the near-threshold region. The production mechanisms which have been included consist of rescattering terms with $M = \pi, \rho, \eta, \sigma$ meson exchanges and the direct η production. Effects of the final (FSI) and initial state (ISI) interaction between the nucleons are fully taken into account. The results are in the quantitative agreement with the experimental data. It is shown that the pion exchange mechanism plays the leading role for the η-meson production.

Рис. – 7, список лит. – 31 наим.

© Институт теоретической и экспериментальной физики, 2001

[1]Institute für Kernphysic, Forschungscentrum Jülich GmbH, D-52425, Germany

1. Введение

Интерес к исследованию процессов рождения мезонов в нуклон-нуклонных соударениях переживает значительный всплеск в последние годы. Главным образом это связано с потоком новых экспериментальных данных по рождению π-, η-, η'- и др. мезонов вблизи порога, появляющихся на различных экспериментальных фабриках. Эти данные в совокупности с теоретическим анализом открывают уникальную возможность для установления реального механизма рождения различных мезонов, а также для изучения свойств мезон-нуклонного и нуклон-нуклонного взаимодействий. В последние годы наметился существенный прогресс в исследовании реакции $NN \to NN\pi$ с рождением пиона [1, 2, 3, 4, 5], которая является основным неупругим каналом NN-взаимодействия. Однако реакции с рождением более тяжелых мезонов и, в частности, η-мезона пока исследованы значительно хуже.

При всем обилии теоретических исследований процесса рождения η-мезона в NN-соударениях [6, 7, 8, 9, 10, 11, 12, 13, 14, 15] основной вопрос о том, какой механизм рождения является главным, до сих пор остается открытым. При этом процесс однобозонного обмена нуклонов различными мезонами не подвергается сомнению и является стартовой точкой всех существующих исследований. Однако остается невыясненным, какой из обменных мезонов играет ведущую роль в процессе рождения η-мезона. В частности, в ряде работ [8, 11, 12, 13] предполагается, что ведущую роль должен играть обмен тяжелым векторным мезоном ρ, тогда как в других работах [14, 15] его вклад либо предполагается малым, либо вообще не рассматривается [10]. Кроме того, установление реального механизма рождения η-мезона позволило бы исследовать роль резонанса S_{11} $N^*(1535)$, близость которого к суммарной массе ηN-системы ($m_\eta + m_N \simeq 1496$МэВ) в реакции $NN \to NN\eta$ должна накладывать существенный отпечаток на ηN-взаимодействие как в процессе рождения, так и в конечном состоянии. Другой важной целью изучения процесса рождения η-мезона является исследование эффектов взаимодействия нуклонов в конечном (FSI) и начальном (ISI) состояниях. Понимание физики этих общих эффектов является необходимым для исследования процессов рождения различных мезонов (не только η) в NN-соударениях. В большинстве

работ, связанных с рождением мезонов, FSI- и ISI-эффекты учитываются очень приближенно, с применением недостаточно обоснованных подходов для получения абсолютных величин сечения.

Наконец, хотелось бы подчеркнуть, что многие из теоретических моделей приводят к результатам, которые находятся в качественном согласии с существующими экспериментами по реакции $pp \to pp\eta$ [16, 17]. Однако в большинстве из них не рассматриваются другие каналы реакции $NN \to NN\eta$, а именно $pn \to pn\eta$ и $pn \to d\eta$. В связи с этим появление новых надежных экспериментальных данных по этим реакциям [18, 19] крайне важно, так как это позволяет осуществить единый теоретический анализ обоих изоспиновых каналов (I=0,1) в различных реакциях $NN \to NN\eta$ и, следовательно, наложить значительные ограничения на существующие теоретические модели.

2. Расчет реакции $NN \to NN\eta$

Рассмотрим механизм рождения η-мезона в нашем подходе. Стартовой точкой нашего исследования является борновское приближение искаженных волн (DWBA), в котором амплитуда реакции разделяется на эффекты взаимодействия частиц в начальном (ISI) и конечном (FSI) состояниях и непосредственно процесс рождения, т.е.

$$M_{2\to 3} = \langle \chi_f \,|\, (1 + T_{NN}^{FSI} G_0) A_{2\to 3} (1 + G_0 T_{NN}^{ISI}) \,|\chi_i\rangle, \tag{1}$$

где $|\chi_\alpha\rangle$ – волновая функция свободных частиц в начальном или конечном состояниях ($\alpha = i, f$), G_0 – свободная функция Грина, T_{NN} – NN T-матрица, $A_{2\to 3}$ – борновская амплитуда рождения. В этой формуле не учтено ηN-взаимодействие в конечном состоянии. Дело в том, что экспериментальные данные [16, 18, 20] свидетельствуют о важности этого взаимодействия только в очень узкой области энергий $Q \leq 10$МэВ над η-порогом. Поэтому изучение механизма рождения η-мезона, которое является предметом нашего исследования, может быть проведено без учета ηN-взаимодействия в области энергий 10 МэВ $\leq Q \leq$ 50 МэВ. Амплитуда рождения $A_{2\to 3}$ в нашем подходе состоит из диаграмм, включающих перерассеяние с обменами π-, ρ-, η-, σ-мезонами, а также прямого η-рождения. Диаграммы, рассчитываемые в нашей схеме, показаны на рис.1. Один из принципиальных моментов нашего исследования состоит в использовании реалистической модели MN-взаимодействия, в которой все элементарные амплитуды $MN \to \eta N$, входящие в амплитуду рождения η, трактуются согласованно. Кроме того, NN FSI- и ISI-эффекты учитываются последовательно. Подчеркнем, что за исключением некоторых объективных неопределенностей, связанных с феноменологической

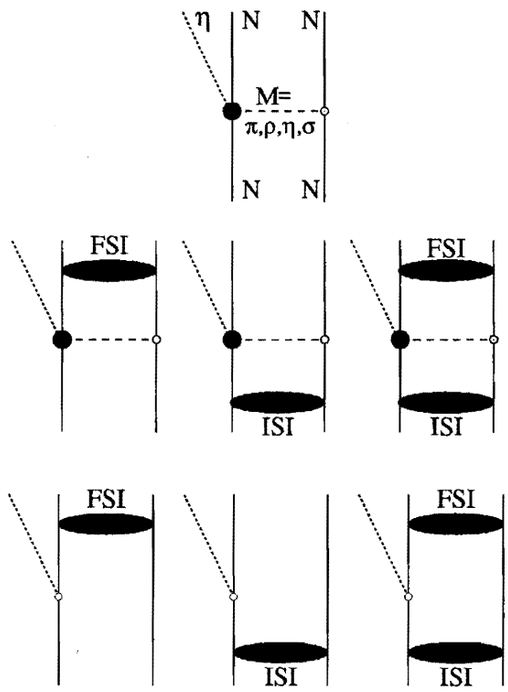

Рис. 1. Диаграммы, дающие вклад в процесс рождения η-мезона в реакции $NN \to NN\eta$ в нашем подходе.

природой вершинных формфакторов и выбором константы связи ηNN, расчет, выполненный в данной работе, не содержит каких-либо свободных параметров.

2.1. Модель мезон-нуклонного (MN) взаимодействия

В данном разделе обсуждается структура и результаты мезон-нуклонной (MN) модели, используемой в нашем расчете процессов рождения η-мезона. Эта модель была разработана в Юлихе О.Крелем [21, 22]. Основная цель модели – одновременное описание πN-фазовых сдвигов и неупругостей, а также сечений перехода $\pi N \to MN$ с рождением η- и ρ-мезонов. Модель основывается на решении релятивистского уравнения типа Липпмана-Швингера для системы с шестью связанными каналами, а именно

$\pi N, \eta N, \rho N, \sigma N, \pi\Delta$ и $\pi N^*(1520)$. Все MN-потенциалы сконструированы на основе эффективных лагранжианов с использованием времяупорядоченной теории возмущений (TOPT). Потенциалы состоят из t-канальных мезонных обменов, s-канальных резонансных графиков и u-канальных барионных обменов. Данная модель обеспечивает удовлетворительное описание почти всех πN-парциальных амплитуд с $J \leq 3/2$ [21]. В частности, в S_{11}-парциальной волне, которая является наиболее важной для реакции $NN \to NN\eta$ вблизи ее порога, наблюдается хорошее согласие с экспериментальными данными в области $\leq$ 70 МэВ над порогом рождения η (ηN-порог $\approx$ 1486 МэВ) (см. пунктирные кривые на рис.2). Поэтому эта модель является хорошей стартовой точ-

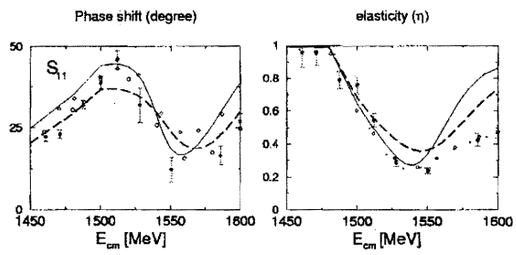

Рис. 2. πN-фазовый сдвиг и упругость в S_{11}-парциальной волне. Пунктирные кривые представляют результаты исходной модели, тогда как сплошные линии соответствуют результатам расчета с учетом дополнительных диаграмм в канале $\rho N \to \eta N$.

кой для нашего расчета. На основе этой модели нами были рассчитаны внемассовые (off shell) амплитуды перехода $MN \to \eta N$, используемые в расчете рождения η-мезона. Важным следствием использования модели является тот факт, что относительные фазы между вкладами различных мезонов фиксированы и не являются свободными параметрами. Это является отличительной особенностью нашего расчета, т.к. в абсолютном большинстве теоретических исследований относительная фаза выбирается руками для достижения наилучшего согласия с экспериментом.

Отметим, однако, что обсуждаемая MN-модель в ее исходной версии не содержит некоторых физических процессов (например, потенциалов прямого перехода $\rho N \to \eta N$), которые должны присутствовать и важны для исследования механизма рождения η-мезона. Поэтому мы разработали модифицированную версию модели, в которую включены дополнительные диаграммы перехода $\rho N \to \eta N$ через резонанс $S_{11}N^*(1535)$, доминирующий в области порога η-рождения. В результате было достигнуто улучшение в описании πN-неупругости в важнейшей для нас парциальной волне S_{11} в области энер-

гий $\leq 60 \div 70$ МэВ над порогом η-рождения (см. сплошные кривые на рис.2). Влияние этих диаграмм на процесс $NN \to NN\eta$ проанализировано в разделе 3.

2.2. NN ISI-эффекты в процессе рождения η-мезона

Рассмотрим специфические свойства ISI-эффектов

- ISI-эффекты рассматриваются при достаточно высоких энергиях, по крайней мере в сравнении с FSI и с областью энергий, при которых применимы стандартные потенциальные модели NN-взаимодействия. В частности, лабораторная энергия, соответствующая η-порогу, равна $T_{lab} = 1250$ МэВ.

- ISI не влияет на энергетическое поведение процесса η-рождения вблизи порога, т.к. начальные протоны слишком быстры и, поэтому, слабо чувствуют небольшие вариации энергии вблизи порога. (начальный импульс в cms $p_{cm}^{in} \approx 800$ МэВ/с в сравнении с конечным $p^f \leq 200$ МэВ/с в интересующей нас области вблизи η-порога).

- NN-рассеяние в рассматриваемой области энергий является сильно неупругим благодаря разрешенным процессам мультипионного рождения. Показано (см., например, [23]), что в таком случае ISI приводит к уменьшению сечения реакции.

Хорошо известно, что область применимости стандартных реалистических NN-моделей, соответствующих Боннскому (full model, Bonn B и др.) [24, 25] и Парижскому [26] потенциалам, ограничивается порогом рождения π-мезона. Так как начальная энергия нуклонов в реакции $NN \to NN\eta$ гораздо больше даже порога двухпионного рождения, требуется некоторая альтернативная модель для корректной трактовки ISI-эффектов. Такая модель (под названием CCF) была разработана Хайденбауэром и другими [27]. Все динамические эффекты включены в эту модель в точном соответствии с полной Боннской моделью. Важно, что неупругие каналы $N\Delta$- и $\Delta\Delta$-взаимодействия учитываются в этой модели, эффективно параметризуя πNN- и $\pi\pi NN$-промежуточные состояния. На рис.3 представлены результаты модели CCF для NN-фазовых сдвигов и неупругостей в $^3P_0$- и $^1P_1$-парциальных волнах, которые и являются предметом нашего интереса при расчете ISI-эффектов. На основе хорошего согласия с экспериментальными данными мы делаем вывод о реалистичности данной модели и целесообразности ее использования при расчете NN ISI-эффектов.

В данной работе мы используем два различных метода расчета ISI-эффектов – приближенный подход, введенный в [23], и метод, который мы будем называть "полный расчет". Различия между ними состоят в том, что при расчете петлевого интеграла с

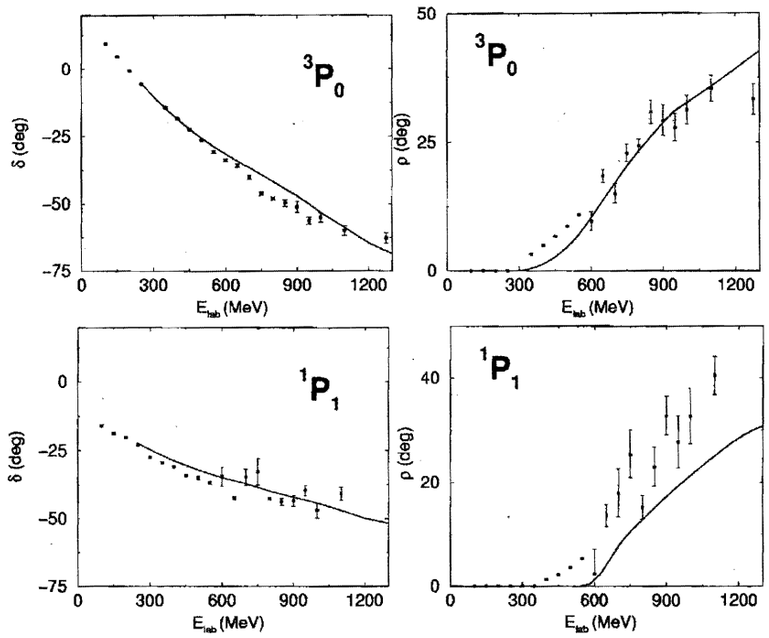

Рис. 3. Фазовый сдвиг δ и неупругость $\eta = cos^2\rho$, рассчитанные для $^3P_0$- и $^1P_1$-парциальных волн на основе модели CCF [27].

учетом ISI в первом из них рассчитывается только δ-функционный член, связанный с унитарностью, тогда как в полном расчете кроме того учитывается интеграл по петле в смысле главного значения (P.V.). В приближенном подходе ISI-эффекты сводятся к фактору определенному на рис.4. Главное преимущество приближенной трактовки состоит в том, что ISI-фактор выражается только через on shell NN-данные – фазовый сдвиг δ и неупругость η:

$$|I|^2 = |1 - i\frac{\pi E(p_i)}{2} p_i T_{NN}|^2 = \frac{1}{4}|1 + \eta cos(2\delta) + i\eta sin(2\delta)|^2, \qquad (2)$$

т.е. модельно независим. Здесь $p_i(E)$ – импульс (энергия) начальных нуклонов в системе центра масс, а NN T-матрица T_{NN} связана с δ и η соотношением $T = -\frac{2}{\pi E}\frac{\eta e^{2i\delta} - 1}{2ip}$.

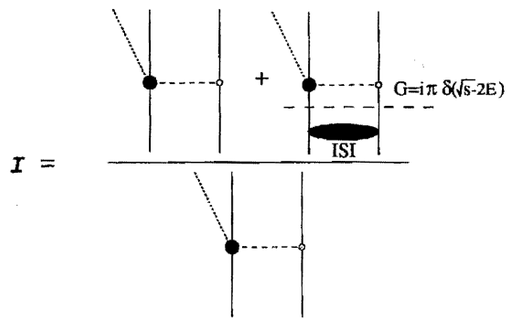

Рис. 4. Определение ISI-фактора в приближенном подходе.

Тривиальное следствие выражения (2) состоит в том, что $|I|^2 \leq \frac{1}{4}(1+\eta)^2$, т.е., используя приближенный подход [23], мы получаем, что ISI-фактор всегда меньше единицы и, следовательно, уменьшает абсолютную величину сечения.

Отметим, однако, что даже в таком упрощенном подходе имеются некоторые объективные неопределенности при расчете ISI-эффектов. Первая проблема связана с недостатком экспериментальных данных по измерениям на нейтронной мишени при высоких энергиях, т.е. для pn-рассеяния. Для $^1P_1$-парциальной волны начальных нуклонов, которая является ведущей для реакций $pn \to pn\eta$ и $pn \to d\eta$, экспериментальные данные доступны только до энергий $T_{lab} = 1300$ МэВ. Поэтому рождение η-мезона, которое стартует с $T_{lab} = 1250$ МэВ, находится на самом хвосте измеренных данных. Вторая проблема – это малость ISI-фактора, что означает важность ISI-эффектов, т.к. абсолютная величина сечения реакции напрямую от них зависит. Эта малость – результат сильной компенсации между членами 1 и $\eta cos(2\delta)$ в выражении (2). Поэтому даже небольшие вариации δ и η могут привести к заметным различиям в ISI-факторах. Сравним, например, результаты для ISI в $^3P_0$-парциальной волне на пороге реакции $pp \to pp\eta$, рассчитанные, используя on shell данные из NN-модели [27] и данные фазового анализа группы SAID [28]. Как следует из табл.1, отклонения $\sim 10 - 20\%$ для δ и η приводят к результатам для ISI-факторов, которые отличаются примерно на 40%. Другое следствие компенсации в (2) состоит в том, что P.V.-интеграл, которым до сих пор пренебрегали, в действительности, может влиять на величину ISI-эффектов. Как уже отмечалось, ISI-фактор, рассчитанный по ф-ле (2), универсален, т.е. не зависит от механизма рождения. Конечно же, P.V.-интеграл нарушает эту универсальность, т.к. он зависит от динамических характеристик, связанных с конкретным обменным

Таблица 1

SAID	$\|I\|^2$	NN model	$\|I\|^2$
$\delta = -61.3$		$\delta = -67.0$	
$\eta = 0.71$	0.19	$\eta = 0.55$	0.13

ISI-факторы в $^3P_0$-парциальной волне на пороге реакции $pp \to pp\eta$, рассчитанные, используя on shell данные из NN-модели [27] и данные фазового анализа группы SAID.

мезоном, таких как масса мезона и MN T-матрица. Поэтому был выполнен расчет диаграмм, представленных на рис.1, с учетом P.V.-интеграла в начальном состоянии как в одно-, так и в двухпетлевых диаграммах. При расчете P.V.-интеграла было использовано приближение, введенное в литературе Батиничем и др. [10], при котором для расчета амплитуды рождения промежуточные нуклоны в ISI-петле рассматриваются на массовой поверхности. В табл.2 приведены значения ISI-фактора, рассчитанные вблизи порога η-мезона для $^3P_0$-парциальной волны pp-пары, а также значения его составляющих: вклад борновского члена, P.V.-интеграл и δ-функционный унитарный член (U.T.) В виду заметных различий между результатами этих подходов подчер-

Таблица 2

Q=1 МэВ	Born	U.T.	P.V.	$\|I\|^2$ eq.(2)	$\|I_G\|^2$
π	0.88+0.57i	0.5-0.56i	0.09-0.4i	↑	0.35
ρ	-0.46+0.7i	0.45-0.39i	0.06-0.18i	0.13	0.03
η	0.73+0.48i	0.41-0.46i	-0.1-0.13i	↓	0.08
σ	0.01-0.59i	-0.11+0.41i	-0.04+0.06i		0.11

Значения ISI-фактора, рассчитанные при Q=1 МэВ над η-порогом для $^3P_0$ волны протонной пары. $|I|^2$ соответствует ISI-фактору, рассчитанному, используя приближенное выражение (2), тогда как $|I_G|^2$ – полный ISI-фактор, учитывающий также вклад P.V.-интеграла в ISI-петле. Также приведены вклады борновского члена, P.V.-интеграла и δ-функционного члена от унитарности (U.T.).

кивается, что P.V.-интеграл в ISI-петле играет важную роль и должен учитываться. Более того, он нарушает универсальность ISI-эффектов, приводя к существенно различным ISI-факторам для различных мезонных обменов. В частности вклад ρ-мезона сильно подавлен в сравнении с пионным. Причина этого явления двояка. Во-первых,

массы этих мезонов сильно различны. Присутствие массы $m_\pi = 140$ МэВ в пропагаторе промежуточного мезона приводит к значительно большему подавлению вкладов от больших импульсов, чем в случае ρ-мезона ($m_\rho = 770$ МэВ). Другой источник различий – это off shell поведение Т-матриц перехода $MN \to \eta N$. Off shell Т-матрица перехода $\pi N \to \eta N$ как функция начального импульса в с.ц.и. подавляется значительно быстрее, чем амплитуда $\rho N \to \eta N$. Оба этих эффекта приводят к большему значению P.V.-интеграла для пиона, чем для ρ. Аналогичный эффект уже отмечался в нашей работе про NN FSI-эффекты [29], где учет off shell зависимости амплитуды рождения приводил к росту интеграла в смысле главного значения, причем, чем сильнее было подавление вклада от больших импульсов, тем больше была величина интеграла.

Для парциальной волны $^1P_1$, дающей вклад в реакцию $pn \to pn\eta$, ситуация немного отлична просто потому, что компенсации в on shell формуле 2 не столь сильны – on shell ISI-фактор здесь равен 0.3 вместо 0.1 в $^3P_0$-волне. Однако даже в этом случае влияние P.V.-интеграла достаточно важно, в особенности для π-мезона (см. табл. 3).

Таблица 3

$^1P_1$	on shell		полный расчет			
	$I_{NNmodel}$	I_{SAID}	I_π	I_ρ	I_η	I_σ
	0.3	0.28	0.7	0.2	0.23	0.31

ISI-фактор, рассчитанный для $^1P_1$-парциальной волны pn-системы в приближенном (on shell) и полном подходах (т.е. с учетом P.V.-интеграла).

2.3. NN FSI-эффекты в реакции $NN \to NN\eta$

Эффекты взаимодействия нуклонов в конечном состоянии в реакциях с рождением различных мезонов в NN-соударениях подробно исследовались в наших предыдущих работах [29, 30] (см. также работы [23, 31]). В частности, в [29, 30] было продемонстрировано, что NN FSI не может быть отделено от амплитуды рождения для получения надежных количественных предсказаний по сечениям этих реакций. Также было показано, что использование функции Йоста для NN-потенциалов при оценке FSI-эффектов приводит к результатам существенно отличным от результатов корректного расчета. В данной работе NN FSI-эффекты трактуются последовательно, т.е. расчет петлевых интегралов ведется с учетом реальной динамики как NN Т-матрицы, так и амплитуды рождения ($A_{2\to3}$ в формуле (1)).

3. Результаты расчета реакции $NN \to NN\eta$

Перед тем, как представить результаты по полным сечениям, полученные в рамках нашей полной модели, мы хотим специфицировать параметры, использованные в расчете, т.е. константы связи и параметры обрезания в формфакторах мезон-барионных вершин. Эти параметры приведены в табл.4. Почти все они, за исключением данных

Таблица 4

	m_M(МэВ)	$\frac{g^2_{MNN}}{4\pi}$	Λ_{MNN}(МэВ)
π	134.97	14.4	1300
ρ	769	0.84 $(\kappa_\rho = 6.1)$	1400
η	547.45	1.8	1500
σ	550	5.689	1700

Значения мезонных масс, констант связи и параметров обрезания, использованных в расчете. Во всех мезон-барионных вершинах использован монопольный тип формфакторов.

по η-мезону, взяты из полной Боннской модели (η-мезон не включен в эту модель). При этом значение $\frac{g^2_{\eta NN}}{4\pi} \sim 1.8$, полученное на основе модели SU(6), используется в MN-модели [21]. Поэтому в нашем полном расчете в согласии с MN-моделью также используется значение $\frac{g^2_{\eta NN}}{4\pi} = 1.8$. Отметим в то же время, что авторы работ [12, 15] утверждают, что только очень малое значение для этой константы позволяет описать эксперимент по реакции $pp \to pp\eta$. Например, лишь значение $\frac{g^2_{\eta NN}}{4\pi} = 0.4$ использовалось в [15], а в [12] вклад η-мезона вообще не учитывался.

Результаты полного расчета для реакций $pp \to pp\eta$, $pn \to pn\eta$ и $pn \to d\eta$, полученные на основе исходной MN-модели (см. раздел 2.1.), представлены на рис.5 пунктирными линиями. Как видно из данного рисунка, для реакции $pp\eta$ мы получаем переоценку примерно на 30%, тогда как для $pn \to pn\eta$ расчет недооценивает экспериментальные данные на 40-50%. Поэтому отношение сечений недооценивается на фактор порядка 2 (см. пунктирную линию на рис.6). Ситуация с $pn \to d\eta$ очень сходна с реакцией $pn \to pn\eta$, т.к. оба процесса определяются изоспиновым каналом $I = 0$ (заметим, что для $pn\eta$-реакции это верно, поскольку вклад от канала с $I = 1$ значительно меньше, чем от $I = 0$).

Таким образом, наш полный расчет, основанный на исходной Юлиховской MN- [21] и Боннских NN-моделях [25, 27], позволяет нам описать качественно экспериментальные данные по полным сечениям во всех каналах реакции $NN \to NN\eta$. Однако инте-

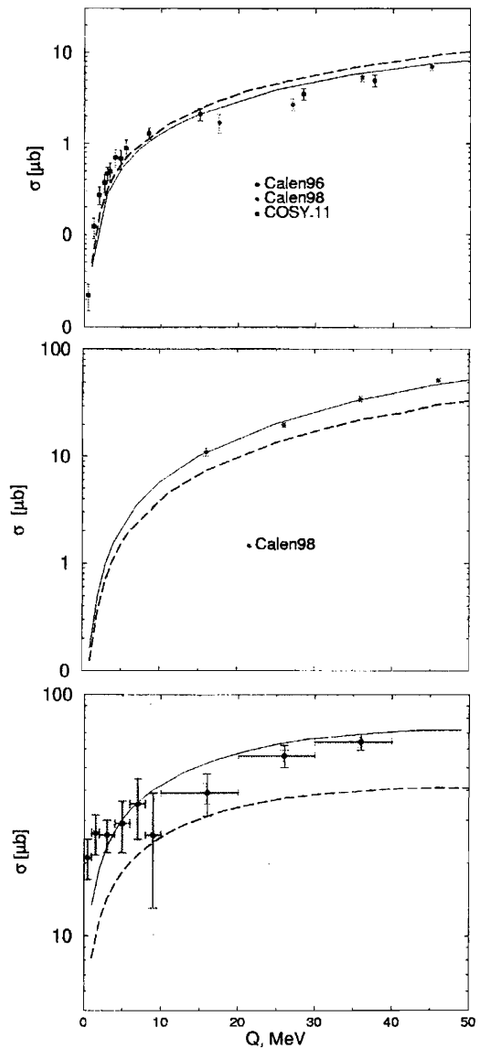

Рис. 5. Полные сечения реакций $pp \to pp\eta$ (сверху), $pn \to pn\eta$ (в центре) и $pn \to d\eta$ (снизу). Пунктирные линии представляют результаты полного расчета с исходной MN-моделью [21], тогда как для сплошных кривых дополнительные диаграммы перехода $\rho N \to \eta N$ через резонанс S_{11} $N^*(1535)$ включены в MN-модель (см. текст).

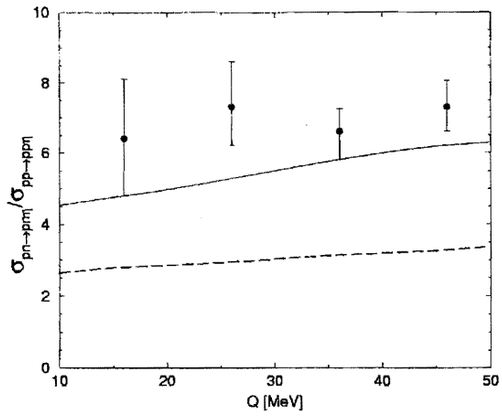

Рис. 6. Отношение сечений реакций $pn \to pn\eta$ и $pp \to pp\eta$, рассчитанных в полной модели. Обозначения такие же, как на рис.5.

ресно посмотреть, сможем ли мы улучшить наши результаты, если частично модернизируем MN-модель, добавив к ней некоторые дополнительные диаграммы. Мы уже упоминали в разделе 2.1., что изначальная MN-модель не содержит каких-либо древесных вкладов в процесс $\rho N \to \eta N$, который представляет для нас интерес. Конечно, амплитуда перехода $\rho N \to \eta N$ не равна 0 благодаря наличию системы со связанными каналами, но древесные борновские диаграммы, в принципе, тоже должны быть включены. Так как мы интересуемся вблизипороговым рождением η-мезона в NN-столкновениях, которое характеризуется сильным влиянием резонанса S_{11} $N^*(1535)$, нам кажется вполне естественным добавление потенциалов $\rho N \to N^*(1535) \to \eta N, \rho N, \pi N$ в исходную MN-модель. В действительности, т.к. потенциалы перехода $\pi N \to N^*(1535) \to \pi N, \eta N$ введены в исходную модель, связь $N^*(1535)$ с другими MN-каналами должна быть учтена в любом случае из соображений самосогласованности системы со связанными каналами. Отметим еще раз, что включение этих диаграмм позволяет достичь лучшего согласия с πN-неупругостью η (см. рис. 2) в S_{11} парциальной волне. Оказывается, что при этом T-матрицы переходов $\rho N \to \eta N$ и $\pi N \to \eta N$ и, в особенности, их относительная фаза также частично изменяются. В случае исходной MN-модели амплитуды π- и ρ-обменных вкладов почти ортогональны друг другу. Поэтому между этими вкладами практически нет интерференции. Дополнительные диаграммы, которые мы ввели в MN-модель приводят к некоторой модификации в ориентации этих амплитуд в ком-

плексной плоскости и, как следствие, к появлению эффекта интерференции. При этом мы наблюдаем деструктивную интерференцию для изотриплетного канала ($I = 1$) и конструктивную – для случая с $I = 0$, что приводит к очень хорошему согласию с экспериментальными данными во всех каналах реакции. Результаты, основанные на модернизированной MN-модели, представлены на рис. 5 и 6 сплошными линиями.

Стоит отметить, что интерференция между π- и ρ-мезонными обменами является также ключевым моментом в недавней работе Фэлдта и Вилкина [12]. Заметим при этом, что относительный знак между π и ρ-вкладами в работе [12] не был фиксирован какой-либо моделью и фактически задавался руками. Кроме того, NN ISI-эффекты учитывались в этой работе приближенным образом. В нашей модели интерференция между вкладами π- и ρ-мезонов значительно менее важна. Она играет роль эффекта тонкой настройки. Сечения реакций $NN \to NN\eta$ разумно описываются уже на основе исходной Юлиховской MN-модели с последовательным учетом ISI-эффектов.

С целью установления доминирующего механизма рождения η-мезона мы также проанализировали вклады различных мезонных обменов и прямого рождения (см. рис.1) в полное сечение. Как видно из табл.2, для реакции $pp \to pp\eta$ ISI-фактор для π-обмена почти на порядок больше, чем для ρ-обмена и в 3 раза больше, чем для η и σ соответственно. Это означает, что ISI-эффекты подавляют вклад от π-обмена зна-

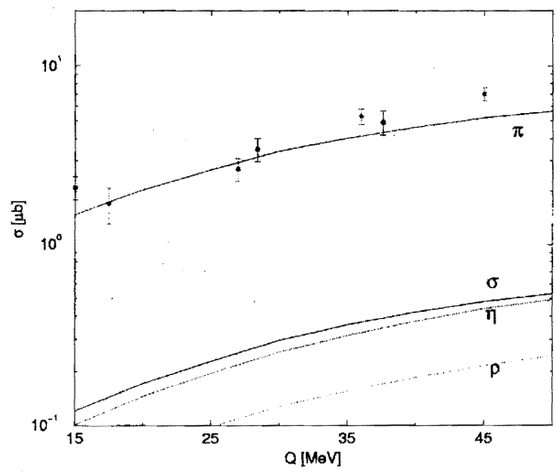

Рис. 7. Вклады различных мезонных обменов в реакцию $pp \to pp\eta$ в полной модели. Представленные результаты основаны на исходной MN-модели.

чительно слабее, чем от других мезонов. Поэтому, неудивительно, что π-обмен играет доминирующую роль в нашем расчете реакции $pp \to pp\eta$ (см. рис. 7). Тем не менее, вклады других мезонов, в частности η-обмена и прямого рождения также существенны. Отметим, однако, что они важны главным образом из-за интерференционных эффектов. Обмен η-мезоном и прямое рождение дают конструктивные вклады в реакцию $pp \to pp\eta$, тогда как интерференционные эффекты от σ- и ρ-мезонов деструктивны. Реакция $pn \to pn\eta$ определяется главным образом каналом с изоспином $I = 0$. Доминирующая роль здесь вновь принадлежит пионному обмену. Вклады η- и ρ-мезонов противоположны по характеру в сравнении с реакцией $pp \to pp\eta$, т.е. вклад от η деструктивен, тогда как от ρ конструктивен и значительно более существен. Прямое рождение снова работает конструктивно и его вклад почти полностью компенсируется вкладом от η-обмена. Роль σ-обмена оказывается ничтожно малой.

4. Заключение

В работе проведен детальный теоретический анализ различных каналов реакции $NN \to NN\eta$ (т.е. $pp \to pp\eta, pn \to pn\eta, pn \to d\eta$) вблизи порога (энергия над порогом $\leq$ 50МэВ). Исследовались возможности рождения η-мезона через процесс перерассеяния с промежуточными обменами π-, ρ-, η- и σ-мезонами, а также прямого η-рождения на одном из нуклонов. Принципиальными моментами исследования являются использование реалистической Юлиховской модели мезон-нуклонного взаимодействия [21] и последовательная трактовка NN ISI- и FSI-эффектов. Обнаружено, что ISI-эффекты в реакции $NN \to NN\eta$ не являются универсальными относительно обмена различными мезонами. Подчеркивается, что учет ISI-эффектов существенно влияет на абсолютную величину сечения, уменьшая ее в несколько раз (примерно в 3 раза для обмена пионом). Проведенный расчет не содержит каких-либо свободных параметров, вводимых руками – все константы связи и параметры обрезания в формфакторах взяты из полной Боннской модели. Исключение составляет лишь константа связи $g_{\eta NN}$, зафиксированная с помощью MN-модели.

В результате достигнуто количественное согласие рассчитанных полных сечений с экспериментальными данными по всем каналам реакции $NN \to NN\eta$. Установлено, что ведущую роль в процессе рождения η-мезона вблизи порога играет механизм перерассеяния с обменом π-мезоном. Вклады других обменных мезонов (η и ρ), а также процесса прямого рождения η-мезона на одном из нуклонов, должны учитываться в силу их влияния на абсолютную величину сечений за счет интерференции с пионной амплитудой. Вклад σ-обмена пренебрежимо мал.

Список литературы

[1] T.-S. H. Lee and D. Riska, Phys. Rev. Lett., **70**, 2237 (1993)

[2] C. J. Horowitz et al, Phys. Rev., **C49**, 1337 (1994)

[3] E. Hernándes, E. Oset, Phys. Lett., **B 350**, 158 (1995)

[4] J. Haidenbauer, C. Hanhart, J. Speth, Acta. Phys. Pol., **27**, 2893 (1996)

[5] C. Hanhart et al., Phys. Lett., **B 444**, 25 (1998)

[6] J.M.Laget and F.Wellers, Phys. Lett., **B257**, 254 (1991)

[7] A. Moalem et al., Nucl.Phys., **A 600**, 445 (1996); A. Moalem et al., Nucl. Phys. **A589**, 649 (1995).

[8] E. Gedalin et al., Nucl.Phys., **A 634**, 368 (1998)

[9] V. Bernard, N. Kaiser, and Ulf-G. Meißner, Eur. Phys. J., **A 4**, 259 (1999).

[10] M.Batinić et al., Phys. Scr., **56**, 321 (1997)

[11] J.-F.Germond and C.Wilkin, Nucl. Phys., **A518**, 308 (1990)

[12] G. Fäldt, C. Wilkin, nucl-th/0104081 (2001)

[13] V. Grishina et al., Phys. Lett., **B475**, 9 (2000)

[14] T.Vetter et al., Phys. Lett., **B 263**, 153 (1991)

[15] M.T. Pena et al., Nucl.Phys., **A683**, 322 (2001)

[16] H.Calen et al., Phys. Lett., **B 366**, 366 (1996)

[17] J.Smyrski et al., Phys. Lett., **B474** , 182 (2000)

[18] H.Calen et al., Phys. Rev. Lett., **80**, 2069 (1998)

[19] H. Calen et al., Phys.Rev.C, 58, 2667 (1998)

[20] H. Machner and J. Haidenbauer , J. Phys., **G25**, 231 (1999)

[21] O.Krehl et al., Phys. Rev., **C62**, 025207 (2000)

[22] O.Krehl, PhD thesis, Forschungszentrum Jülich, Nr.3692 (1999)

[23] C. Hanhart and K. Nakayama, Phys.Lett., **B454**, 176 (1999)

[24] R. Machleidt, K. Holinde und Ch. Elster, Phys. Report, **149**, 1 (1987)

[25] R. Machleidt, Advanced Nucl. Phys., **19**, 189 (1989)

[26] M. Lacombe et al., Phys. Rev. C **21**, 861 (1980).

[27] J. Haidenbauer, K. Holinde, and M.B. Johnson, Phys. Rev. C **48**, 2190 (1993).

[28] SAID library, internet cite: http://gwdac.phys.gwu.edu

[29] V.Baru et al., Phys. Atom. Nucl., **64**, 579 (2001); nucl-th/0006075

[30] V. Baru, FSI effects in meson production in NN collisions, Talk given at the Meson 2000 Workshop, 19-23 may 2000, Cracow, Poland; V. Baru et al., Acta Phys. Polon., **B31**, 2127 (2000) Acta Phys. Polon., **B31**, 2127 (2000)

[31] J. A. Niskanen, Phys. Lett. **B 456**, 107 (1999)

подписано к печати 07.12.01 Формат 60x90 1/16
Усл.-печ.л. 1 Уч.-изд.л. 0.9 Тираж 85 экз. Заказ 36

Отпечатано в ИТЭФ, 117259, Москва, ул. Б.Черемушкинская, 25