

СЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P4 - 4897



ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

В.В. Бабилов

НУКЛОН-НУКЛОННОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ
И СРЕДНЕЕ ПОЛЕ ЯДРА

1970

P4 - 4897

В.В. Бабилов

8224/2
49

**НУКЛОН-НУКЛОННОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ
И СРЕДНЕЕ ПОЛЕ ЯДРА**

(Обзорный доклад, представленный на XX Собрание по ядерной спектроскопии и строению атомного ядра, Ленинград, 1970 г.)



§1. В в е д е н и е

За три года, прошедшие со времени, когда на годобной конференции в Харькове делался обзор по фундаментальной проблеме нуклон-нуклонного взаимодействия ^{/1/}, теория ядерных сил (в первую очередь, это относится к мезонной теории ядерных сил) получила значительное развитие. Некоторая часть многочисленных оригинальных работ, посвященных этой теме, обсуждалась на ряде более поздних конференций, например, в Гэйнсвилле ^{/2/}, Токио ^{/3/}, Дубне ^{/4/} и Монреале ^{/5/}. Опубликован также ряд обзорных статей ^{/6-9/}, в которых освещаются те или иные аспекты нуклон-нуклонного взаимодействия и приведены многочисленные ссылки на соответствующую литературу.

В своем обзоре я остановлюсь, главным образом, на результатах опубликованных за последние два года работ, на основании которых можно дать оценку существующей ситуации в теории ядерных сил и определить основные тенденции ее дальнейшего развития. Во второй части доклада обсуждаются перспективы приложения мезонной теории нуклон-нук-

лонного взаимодействия к тяжелым ядрам в статистическом приближении Томаса-Ферми. В этой связи будут кратко изложены результаты последних работ по использованию статистического подхода к структуре ядра.

Ввиду большого числа исследований можно будет лишь очень кратко коснуться результатов каждой из рассматриваемых в данном обзоре работ. Тем не менее я надеюсь, что приведенные систематизированные ссылки на оригинальные работы позволят заинтересованным лицам лучше ориентироваться в широком потоке публикаций по данной теме. Несмотря на все мои старания, список литературы неизбежно является неполным, особенно в части, касающейся статистических теорий ядра. Поэтому я заранее приношу извинения тем авторам, которые справедливо полагают, что их работы здесь также следовало бы упомянуть.

§2. Феноменологические модели нуклон-нуклонного взаимодействия

Прежде чем перейти к изложению прогресса, достигнутого в мезонной теории ядерных сил, необходимо остановиться на чисто феноменологическом подходе, в известной степени традиционном для проблемы нуклон-нуклонного взаимодействия.

Как хорошо известно, весьма популярный некоторое время тому назад нуклон-нуклонный потенциал Хамады-Джонстона, достаточно хорошо описывающий систему двух нуклонов в широкой области энергий (до 400 Мэв), приводил к заметным трудностям при практическом применении его в расчетах многонуклонных систем. Это связано, в первую очередь, с наличием бесконечно твердой отталкивательной сердцевины радиуса $r_c = 0,49$ ферми, а, во-вторых, с сопутствующими такой сердцевине большими градиентами притягивающей части потенциала (рис.1).

Поэтому в последние годы был сделан ряд попыток ^{/10,11/} модификации потенциала Хамады-Джонстона таким образом, чтобы, сохраняя

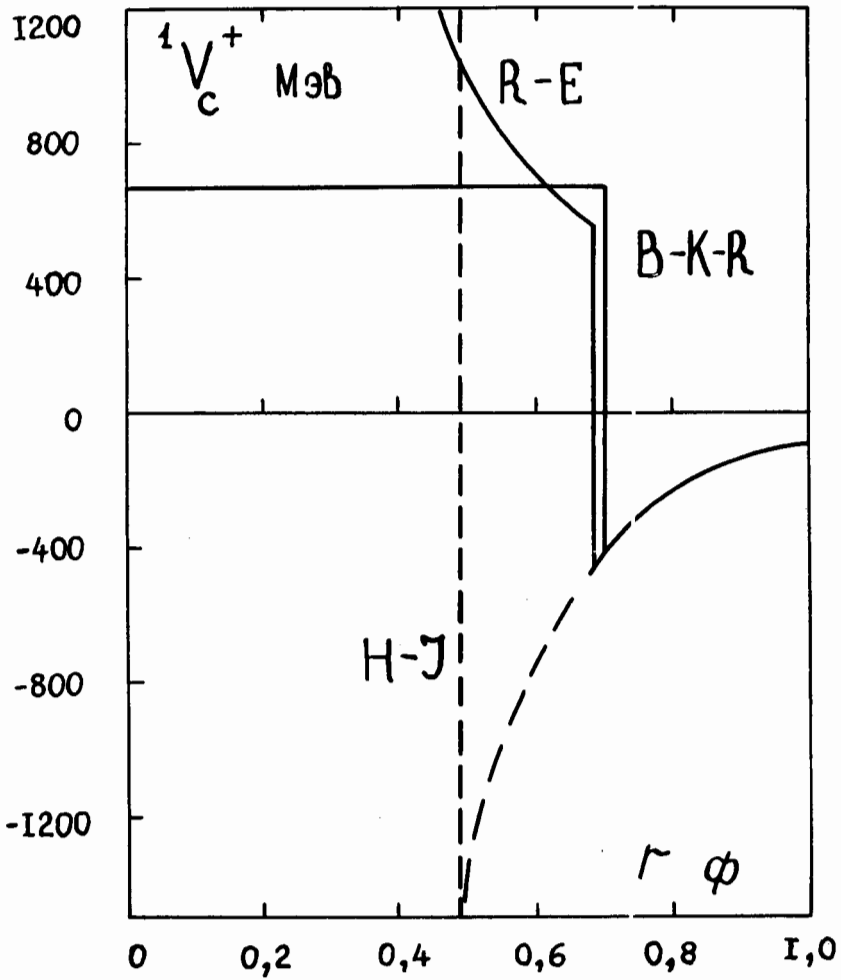


Рис. 1.

структуру и характер его поведения на больших расстояниях, уменьшить его сингулярность на малых расстояниях. В работе Рочлидера и Еркеленца^{/10/} было показано, что, если положить $V(r) = 6/mr^2$ при $r \leq d$ и $V(r) = V_{X-D}(r)$ при $r > d$, где m — масса нуклона, а $d = 0,675$ ферми, то качество описания экспериментальных данных по упругому $N-N$ рассеянию практически не изменяется. К аналогичному выводу пришли Брессель, Керман и Роубен^{/11/}, заменившие бесконечно твердую сердцевину потенциала Хамады-Джонстона на прямоугольные барьеры (различной высоты для различных состояний) с шириной $\approx 0,7$ ферми. На рис.1 показано поведение центральных частей на малых расстояниях этих эквивалентных потенциалов для синглетных четных состояний двухнуклонной системы. Из рисунка видно, что, хотя и сингулярность отталкивательной части потенциала, и градиенты притягивающей части уменьшились, они все еще остаются заметными. Представляется достаточно очевидным, что можно еще более смягчить отталкивательную сердцевину и сделать потенциалы более гладкими на малых расстояниях.

Подробный анализ экспериментальных данных по $N-N$ рассеянию с помощью феноменологических потенциалов с мягкой и твердой сердцевиной, указывающий на применимость мягких сердцевинок, был сделан в работе Рейда^{/12/}. Рейд пришел к заключению, что для точного описания фаз рассеяния недостаточно брать локальный статический потенциал в виде суммы центральной, спин-спиновой, тензорной и спин-орбитальной частей, а требуются еще квадратичный спин-орбитальный член и, может быть, дополнительная зависимость от момента состояния.

Здесь следует сказать несколько слов о принятой в настоящее время терминологии. Напомним, что из самых общих требований инвариантности следует, что $N-N$ потенциал должен иметь в координатном представлении вид

$$\begin{aligned}
V(\vec{r}, \vec{p}, \vec{\sigma}_1, \vec{\sigma}_2, \vec{\tau}_1, \vec{\tau}_2) = & V_c(r, \vec{p}^2, \vec{L}^2) + V_\sigma(r, \vec{p}^2, \vec{L}^2) \vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2 + \\
& + V_T(r, \vec{p}^2, \vec{L}^2) S_{12} + V_{LS}(r, \vec{p}^2, \vec{L}^2) \vec{L} \vec{S} + \\
& + \frac{1}{2} [\vec{\sigma}_1 \cdot \vec{p} V_{\sigma_p}(r, \vec{p}^2, \vec{L}^2) \vec{\sigma}_2 \cdot \vec{p} + \vec{\sigma}_2 \cdot \vec{p} V_{\sigma_p}(r, \vec{p}^2, \vec{L}^2) \vec{\sigma}_1 \cdot \vec{p}] + \\
& + \vec{\tau}_1 \cdot \vec{\tau}_2 \{ V_c + V_\sigma \vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2 + V_T S_{12} + V_{LS} \vec{L} \vec{S} + \sigma \cdot \vec{p} V_{\sigma_p} \vec{\sigma} \cdot \vec{p} \},
\end{aligned} \tag{1}$$

где \vec{r} - вектор относительного расстояния двух нуклонов, \vec{p} - вектор относительного импульса, являющегося дифференциальным оператором, $\vec{L} = \vec{r} \times \vec{p}$ - оператор орбитального момента, $\vec{\sigma}$ и $\vec{\tau}$, соответственно, операторы спина и изотопического спина нуклона, $\vec{S} = (\vec{\sigma}_1 + \vec{\sigma}_2)/2$ - оператор полного спина системы двух нуклонов, S_{12} - известный тензорный оператор.

Вместо спин-импульсного потенциала $\vec{\sigma} \cdot \vec{p} V \vec{\sigma} \cdot \vec{p}$, следующего из мезонной теории, при феноменологическом подходе иногда в качестве пятого члена спиновой структуры берут квадратичный спин-орбитальный потенциал или другое выражение, линейно независимое с $1, \vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2, S_{12}$ и $\vec{L} \vec{S}$. Можно показать, что между обоими видами потенциала существует прямая, хотя и довольно сложная, связь, а именно:

$$\begin{aligned}
\frac{1}{2} [\vec{\sigma}_1 \cdot \vec{p} V(r) \vec{\sigma}_2 \cdot \vec{p} + \vec{\sigma}_2 \cdot \vec{p} V(r) \vec{\sigma}_1 \cdot \vec{p}] = & V(r) \left\{ \frac{1}{3} (S_{12} + \vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2) \vec{p}^2 + \right. \\
& + [S_{12} + \frac{2}{3} (S_{12} + \vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2) \vec{L} \vec{S}] \left(\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} - \frac{\vec{L} \vec{S}}{r^2} \right) \left. + \frac{dV(r)}{dr} \frac{1}{3} (S_{12} + \vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2) \left(\frac{\partial}{\partial r} - \frac{\vec{L} \cdot \vec{S}}{r} \right) \right\}.
\end{aligned} \tag{2}$$

Коэффициенты V при спиновых операторах в выражении (1) могут зависеть произвольным образом от скалярных переменных r, \vec{p}^2, \vec{L}^2 . Если $V = V(r)$, то потенциал называется локальным статическим. Строго говоря, любая зависимость от \vec{p}^2 или \vec{L}^2 приводит к нестатичности или нелокальности потенциала. Действительно, член с нелокальным взаимодействием в уравнении Шредингера всегда может быть переписан с учётом $\vec{p} = -i\vec{\nabla}$ ($\hbar = m = 1$) в виде некоторого квазилокального нестатического эффективного потенциала, зависящего от импульса,

$$\int d\vec{r}' V(\vec{r}, \vec{r}') \Psi(\vec{r}') = \left[\int d\vec{r}' V(\vec{r}, \vec{r}') e^{i(\vec{r}' - \vec{r})\vec{p}} \right] \Psi(\vec{r}) =$$

$$= V_{\text{эфф.}}(\vec{r}, \vec{p}) \Psi(\vec{r}). \quad (3)$$

Эффективный потенциал выражается в общем случае в виде бесконечного ряда по степеням дифференциального оператора \vec{p} , содержащего вследствие эрмитовости только четные степени \vec{p} . В задаче нуклон-нуклонного взаимодействия ограничиваются обычно первыми двумя членами этого ряда, т.е. записывают потенциал в виде

$$V_{\text{эфф.}}(\vec{r}, \vec{p}) = U(r) + \frac{1}{2} [\vec{p}^2 W(r) + W(r) \vec{p}^2]. \quad (4)$$

Именно такой вид коэффициентов $V(r, \vec{p}^2)$ следует из мезонной теории ядерных сил, где \vec{p}^2 -зависимость возникает как первая релятивистская поправка порядка \vec{p}^2/m^2 . Принято говорить, что в таком случае потенциал является квазилокальным, зависящим от импульса. Это выражение имеет тем большее основание, что, как известно, потенциал (4) в задачах рассеяния может быть заменен эквивалентным локальным потенциалом, зависящим, однако, от полной энергии k^2 , т.е. $V(r, k^2)$. Менее известно, что потенциал (4) эквивалентен, как впервые было показано Бейкером^{/13/}, локальному потенциалу с твердой отталкивательной

сердцевинной и зависимостью от орбитального углового момента $V(r, L^2)$. Недавно этот вопрос весьма подробно был рассмотрен еще раз в работе Калоджеро^{/14/}.

Поэтому, хотя потенциалы, рассматриваемые Фейдом^{/12/}, были формально статическими, тот факт, что для каждого состояния системы двух нуклонов подбирался свой независимый потенциал, означает в действительности эффективную зависимость потенциала от импульса, или нелокальность.

В работе Тамагаки^{/15/} исследовались статические локальные потенциалы с мягкими сердцевинами различного типа, и было показано, что сердцевина в виде гауссовского распределения позволяет неплохо описать $N-N$ рассеяние при низких и высоких энергиях. Вайгель^{/16/} рассмотрел несколько разрешимых в случае S -рассеяния ($L=0$) статических потенциалов с четырьмя параметрами и нашел, что существует много наборов этих параметров, которые позволяют хорошо описать S -фазы в области энергий 0-400 Мэв. Очень подробное исследование описания 1S_0 фазы рассеяния на широком классе потенциалов с твердыми, мягкими сердцевинами, с r^2 -зависимостью и без нее, проведенное Миллером и др.^{/17/}, показало, что, по-видимому, только приложение к многонуклонным системам (ядерной материи) критично к особенностям $N-N$ потенциала на малых расстояниях (в отличных от 1S_0 состояниях использовался потенциал Хамады-Джонстона).

В этой связи заметим, что очень большая неоднозначность продолжает оставаться характерной чертой всех феноменологических $N-N$ потенциалов. Поэтому представляет определенный интерес работа Бенна и Шарфа^{/18/}, в которой сделана первая попытка прямого решения обратной задачи $N-N$ рассеяния на основе теории Марченко. Рассмотрены пока только несмешивающиеся волны.

Сравнительно малое число чисто феноменологических потенциалов, содержащих зависимость от импульса типа (4), исследовалось в послед-

ние годы /19,20/. В работе Бролли /19/ протон-протонное рассеяние успешно описывается конечным в нуле потенциалом, содержащим зависимость от импульса и имеющим на больших расстояниях вид потенциала однопионного обмена (ОПЕР). Работа Аппеля /20/ интересна тем, что в ней впервые используется при феноменологическом описании N-N рассеяния нецентральный спин-импульсный потенциал $(\vec{\sigma}\vec{p})V(r)(\vec{\sigma}\vec{p})$, следующий, как известно, из мезонной теории.

Укажем на ряд исследований, посвященных нелокальным факторизирующимся (сепарабельным) потенциалам /21-23/. Как хорошо известно, недостатком таких феноменологических потенциалов является отсутствие их теоретического обоснования. В то же время эти потенциалы пользуются известной популярностью, так как они позволяют получить амплитуду двухчастичного рассеяния в замкнутом аналитическом виде. Это в значительной степени облегчает их использование при описании упругого N-N рассеяния и особенно помогает при численных расчетах в задаче трех тел. Наиболее существенным в таких расчетах является взаимодействие в S-состояниях, для которого характерны притяжение на больших расстояниях и короткодействующее отталкивание. Сепарабельные потенциалы, позволяющие учесть оба эти эффекта, рассмотрены в работах Табакина /21/ и Штробеля /22/. Более полный анализ фаз N-N рассеяния в области до 400 Мэв, включающий описание состояний с $J \leq 4$, проделан Монганом /23/. При этом удалось описать не только фазы рассеяния, но и получить правильное положение в комплексной плоскости энергии дейтронного полюса и антисвязанного состояния, приводящего к резонансу в 1S_0 фазе. Следует, по-видимому, считать, что нелокальные сепарабельные потенциалы могут достаточно хорошо аппроксимировать действие локальных потенциалов.

Итак, основными направлениями развития феноменологического подхода к нуклон-нуклонному взаимодействию являются: попытки уменьшения сингулярности статических потенциалов на малых расстояниях, учет

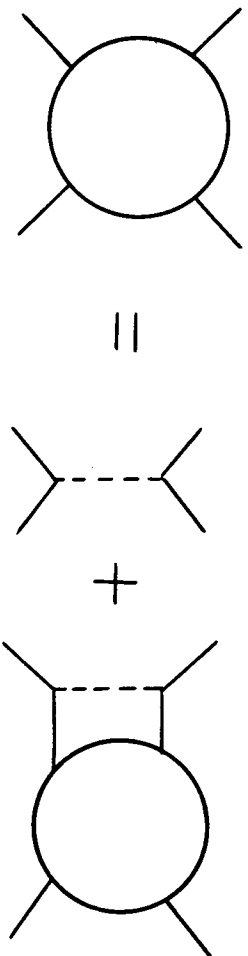
возможных нестатических эффектов, улучшающих описание $N-N$ рассеяния, и поиски потенциалов, позволяющих получить явное аналитическое решение для матрицы рассеяния.

§3. Потенциалы одно-бозонного обмена (ОБЕР)

По существу в тех же направлениях, но на более высоком феноменологическом уровне развивалась в последнее время мезонная теория ядерных сил. Большой прогресс, достигнутый при таком переходе от чисто феноменологических моделей, связан, во-первых, с лучшим пониманием механизма нуклон-нуклонного взаимодействия, а, во-вторых, с соответственно более удачной параметризацией ядерного потенциала.

В основе моделей однобозонного обмена лежит, как известно, представление, что ядерные силы вызываются обменом мезонами с различными квантовыми числами. Исходным формализмом является аппарат квантовой теории поля, а именно фейнмановские графы. Из-за трудности учета всех возможных графов в моделях однобозонного обмена суммируется только подпоследовательность графов лестничного типа. Существующее интегральное уравнение для амплитуды нуклон-нуклонного рассеяния графически изображено на рис. 2. Борновская амплитуда от обмена данным мезоном определяет потенциал, а учет второго члена эквивалентен решению уравнения Шредингера с этим потенциалом. Если мезонов несколько, суммарный потенциал определяется суммой однобозонных графов, а итерация интегрального члена на рис. 2 приводит к лестничным графам, "ступеньками" которых являются все учитываемые мезоны (см. таблицу 1).

Более точной формулировкой было бы такое уравнение для амплитуды $N-N$ рассеяния, в котором эффективный потенциал определялся бы не просто борновскими амплитудами, а всей совокупностью неприво-



$$F = V + VGF$$

Рис. 2.

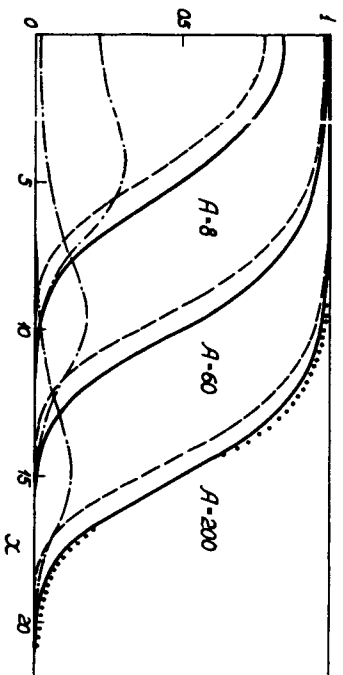


Рис. 3.

димых графов, включающих, например, графы с пересекающимися мезонными линиями. Но это привело бы к большим математическим трудностям и являлось бы выходом за рамки модели ОВЕР одним из достоинств которой являются математическая простота и соответствующая физическая наглядность. Существуют аргументы, оправдывающие учет только потенциалов одно-бозонного обмена. Так, если обмену одной частицей отвечает потенциал с радиусом действия $r \approx \hbar / \mu c$ то обмену двумя частицами отвечает потенциал с радиусом действия $r \leq \hbar / (\mu_1 + \mu_2) c$. Для наиболее тяжелого из обычно учитываемых мезонов ω -мезона эта оценка дает $r \approx 0,25$ ферми. В области расстояний $r > 0,25$ ферми заметный вклад от многочастичного обмена может дать только обмен двумя или тремя самыми легкими мезонами-пионами. Однако, как показано в ряде работ, 2π -обмен в значительной степени эквивалентен обмену одним скалярным σ -мезоном с массой ≈ 500 Мэв. А именно, такой мезон всегда включается в анализ данных по упругому $N-N$ рассеянию с помощью ОВЕР. Что касается роли нерезонансного 3π -обмена, то она, по-видимому, незначительна в рассматриваемой области расстояний.

Роль обмена двумя, тремя и более мезонами, конечно, велика в области малых ($r < 0,2$ ферми) межнуклонных расстояний. Соответственно нет теории, претендующей на детальное описание $N-N$ взаимодействия в этой области. Однако можно надеяться, что внутреннюю часть потенциала удастся описать путем введения одного, двух феноменологических параметров, ибо обмен тяжелым векторным ω -мезоном, обладающим большой константой связи с нуклоном, создает эффективный отталкивательный барьер, экранирующий детальную структуру центрального потенциала на малых расстояниях.

Естественно определить эти параметры с помощью введения в модель ОВЕР форм-факторов нуклона по отношению к мезонным полям,

аналогичных электромагнитным форм-факторам нуклона. Из экспериментов по N-N рассеянию при очень больших энергиях известно, что эти форм-факторы уменьшаются с ростом передаваемого импульса. Это означает, что в амплитуде одномезонного обмена

$$= B(\vec{q}, \vec{p}) \approx \frac{\Gamma^2(q)}{\vec{q}^2 + \mu^2} \quad (5)$$

вершины взаимодействия являются константами только при малых передачах импульса \vec{q} , в то время как при достаточно больших передачах $|\vec{q}| \rightarrow \infty$ взаимодействие стремится к нулю. Следовательно, можно положить, например, и так обычно поступают

$$\Gamma^2(q) = g^2 G(q) = g^2 \frac{\lambda^2}{\lambda^2 + \vec{q}^2}. \quad (6)$$

Здесь g - константа связи мезона с нуклоном, λ - параметр, определяющий величину форм-фактора $G(q)$.

Тогда, вычисляя из борновской амплитуды потенциал

$$V(\vec{r}, \vec{p}) = \int d\vec{q} e^{i\vec{q} \cdot \vec{r}} B(\vec{q}, \vec{p}), \quad (7)$$

вместо известного центрального потенциала Юкавы, отвечающего случаю $G(q) \equiv 1$ (взяв нерелятивистский предел $\vec{p}^2/m^2 \rightarrow 0$),

$$V_c(r) = g^2 \frac{e^{-\mu r}}{r}. \quad (8)$$

прогресс относится не только к качественному пониманию механизма ядерных взаимодействий, но и к количественной стороне вопроса, тесно связанной с проблемой однозначности потенциала. Параметры потенциала имеют четкий физический смысл констант связи мезонов с нуклонами. Необходимо подчеркнуть, что хотя их значения и определяются из сравнения с данными по упругому $N-N$ рассеянию, те же самые величины могут быть определены из громадной совокупности других экспериментальных данных: электро-магнитных форм-факторов нуклона, рассеяния антинуклонов на нуклонах, пионов на нуклонах и т.д. Поэтому данные параметры являются принципиально лучше определенными, чем параметры любой из чисто феноменологических моделей ядерных сил. Кроме того, как оказывается, мезонная модель с 8-10 параметрами столь же хорошо описывает нуклон-нуклонное рассеяние, как феноменологические модели с 30 не имеющими физического смысла параметрами.

В таблице 1 приведены мезоны, наиболее часто используемые в моделях однобозонного обмена, и некоторые их характеристики. Варьируемые параметры обведены жирной линией. Иногда в рассмотрение включается дополнительно один, два мезона, например, аналогичный ω -мезону векторный ϕ -мезон, или изовекторный скалярный δ -мезон. Вместе с параметрами, входящими в форм-факторы, общее число подгоночных параметров не превышает обычно десяти. В настоящее время еще трудно говорить, конечно, о достаточно однозначном определении численных значений всех этих параметров.

Обзор опубликованных за последние два года работ, посвященных модели ОВЕР, начнем с цикла исследований различных аспектов этой модели, проведенных Грином с сотрудниками /24-29/. Так, Даревич и Грин /24/ сравнили эффекты рассеяния в S -состояниях для феноменологического потенциала Морза и для нескольких ОВЕР и показали, что мезонные потенциалы, как и феноменологический потенциал с мягкой

Таблица 1
 Мезоны, используемые в моделях ОВЕ,
 и их характеристики

	π	η	σ	ρ	ω
J^P	0^-	0^-	0^+	1^-	1^-
I^G	1^-	0^+	0^+	1^+	0^-
μc^2 МэВ	140	550	500÷700	760	780
$g^2/4\pi$	14	0÷10	10÷15	0,5÷2	15÷20

сердцевинной, позволяют получить отрицательные значения фаз рассеяния при больших энергиях. В работах Грина и Уеды ^{/25-27/} исследовался вопрос о существовании и виде мезонных форм-факторов нуклона. Было найдено, что введение форм-фактора улучшает согласие с экспериментом. Герстен и Грин ^{/28/} подробно рассмотрели в рамках модели ОВЕР низкоэнергетическое N-N рассеяние. Интересное обсуждение проблем, возникающих в мезонной теории ядерных сил, проведено в работе Савады, Дайниса и Грина ^{/29/}.

В ряде работ проведено успешное сравнение результатов расчета по модели ОВЕР с экспериментальными фазами упругого N-N рассеяния в широкой области энергий $0 \leq E \leq 350$ Мэв. Киши, Савада и Вата-ри ^{/30/} сохраняли, наряду с потенциалами, возникающими от обмена пионом, двумя скалярными мезонами и двумя векторными мезонами, твердую отталкивательную сердцевину с радиусом $r_0 \approx 0,3$ ферми. Бабилов и Киселев ^{/31/} полагали все мезонные потенциалы постоянными $V(r) = V(r_0)$ при $r \leq r_0 = 0,5$ ферми и включали в борновском приближении зависимость потенциалов от импульса, но ограничились рассмотрением рассеяния только в состояниях с $L \geq 1$. Кианг, Престон и Ип ^{/32/} учли p^2 -зависимость потенциалов точно, но были вынуждены из-за расходимости тензорных и спин-орбитальных сил ввести "математическую" твердую сердцевину малого радиуса $r_0 = 0,074$ ферми. Они нашли также, что полученный из сравнения с данными N-N рассеяния потенциал дает удовлетворительные оценки для средней энергии связи на нуклон и равновесной плотности ядерной материи.

Аналогичный анализ N-N рассеяния и ядерной материи проведен в работе Ингбера ^{/33/}. Особенностью данного исследования является непосредственный учет спин-импульсного члена (2), что существенно меняет соотношение между эффективными центральными и тензорными

потенциалами (см. также работу Пак Бен Гира ^{/34/}. Хорошее согласие с экспериментальными фазами N-N рассеяния получено в работе Брайена и Скотта ^{/35/}, которые использовали ОВЕР в виде суперпозиции потенциалов Юкавы с p^2 -зависимостью в центральных членах. Введение форм-фактора ($\lambda = 1500$ Мэв) позволило избежать (r^{-3}) расходимостей в $V_T(r)$ и $V_{LS}(r)$. Удовлетворительное согласие с экспериментами по упругому нуклон-антинуклонному рассеянию на основе модели ОВЕР с добавлением феноменологического потенциала поглощения получено в работе Брайена и Филлипса ^{/36/}. Как известно, N-N потенциал отличается от N-N потенциала обратным знаком при членах, соответствующих обмену G-нечетными мезонами ^{/34/}.

Эффект введения форм-фактора рассматривался в рамках модели ОВЕР также Гевене ^{/37/}, а в рамках метода K-матрицы Кикугава, Ватари и Ионизава ^{/38/}; было показано, что такая процедура улучшает согласие с экспериментом при низких и высоких энергиях.

По-другому рассматривалась самая внутренняя часть N-N взаимодействия в работе Ломона и Фешбаха ^{/39/}. Если на сравнительно больших расстояниях их потенциал совпадает со статической частью мезонных потенциалов, то взаимодействие на малых расстояниях учитывается путем введения граничных условий для волновых функций на радиусе порядка 0,7 ферми. На наш взгляд, такой подход требует введения дополнительных произвольных параметров, так что теряется одна из наиболее привлекательных особенностей моделей ОВЕР, а именно малое число варьируемых параметров, имеющих к тому же ясный физический смысл.

Исследование эффектов обмена некоррелированными группами двух и трех пионов, т.е. изучение справедливости моделей одно-бозонного обмена проводилось в работах Хараца и Шарма ^{/40/}, Вортмана ^{/41/}, Фуруичи, Уеда, Ватари и Ионезава ^{/42/}, Фуруичи ^{/43/}. В первой из

этих работ рассматривался также нерезонансный обмен $\pi + \eta$ и $\pi + \sigma$ системами. Общий вывод таков, что данные эффекты, по крайней мере, приближенно могут быть параметризованы обменом дискретными одно-бозонными состояниями с определенными квантовыми числами.

Весьма интересными и перспективными представляются работы по описанию упругого $N-N$ рассеяния с учетом возможности перехода промежуточных нуклонов (рис. 2) в возбужденные состояния - изобары. Тем самым задача становится многоканальной и в принципе может дать также описание неупругих $N-N$ процессов, идущих, как известно, в основном через образование изобар. Такой подход развивался в работах Сугавара и фон Хиппеля ^{/44/}, Вагнера ^{/45/}, Вагнера и Винигера ^{/46/}, где принималась в расчет первая N_{33}^* (1236) изобара. Эффект более высоких нуклонных резонансов исследовался в работе Фуруичи и Сокава ^{/47/}, и было показано, что он мал.

Своеобразный вариант мезонной модели ядерных сил развит в работе Чианга, Гляйзера, Хака и Саксена ^{/48/} (см. также замечания Брайена ^{/49/} к этой работе). Авторы исходили из универсальной теории Сударшана ^{/50/}, в которой постулируется, что в основе всех взаимодействий лежит обмен только векторным и аксиально-векторным мезонами (псевдоскалярные мезоны полагаются продольными компонентами аксиально-векторных мезонов). Интересно, что в этой модели, содержащей только один подгочный параметр (радиус r_0 твердой $V(r) = \infty$ или мягкой $V(r) = V(r_0)$ сердцевины при $r \leq r_0 \approx 0,5$ ферми), удается неплохо в целом описать энергетическую зависимость фаз упругого $N-N$ рассеяния.

Ряд работ был посвящен исследованию различных релятивистских эффектов в мезонной теории $N-N$ взаимодействия ^{/51-55/}. Ширхольц ^{/51/} решал вместо уравнения Шредингера релятивистские интегральные уравнения для T -матрицы и сравнивал полученные решения с результата-

ми модели ОВЕР. Браун, Джексон и Куо ^{/52/} исследовали влияние условия релятивистской унитарности, отличающегося от обычного нерелятивистского условия некоторым кинематическим множителем, на фазы N-N рассеяния и энергию связи ядерной материи. Они нашли, что фазы малочувствительны к этому эффекту, а энергия связи на нуклон в ядерной материи увеличивается примерно на 0,5 Мэв. Вада ^{/53/} с целью более точного учета нестатических эффектов при обмене тяжелыми мезонами проводил рассмотрение в импульсном пространстве. Им было найдено, в частности, что эффект отталкивания вследствие обмена ω -мезоном еще больше, чем при обычном рассмотрении в координатном пространстве. Мурота, Нода и Танака ^{/54/} ограничились рассмотрением N-N рассеяния только в 1S_0 состоянии, но решали в лестничном приближении релятивистское двухфермионное уравнение Бете-Солпитера-Намбу. Полученные результаты качественно согласуются, но численно отличаются от соответствующих результатов нерелятивистского рассмотрения из-за более полного учета эффекта запаздывания. Партови и Ломон ^{/55/} использовали уравнение Бете-Солпитера для получения эффективного нерелятивистского N-N потенциала. Очень интересные исследования релятивистской задачи двух тел при точном учете кинематики проводятся также в Дубне Кадышевским и сотрудниками. Нам кажется, что результаты этих исследований могут оказаться очень полезными для построения последовательной мезонной теории ядерных сил.

В качестве резюме отметим, что мезонная теория ОВЕР дает, по-видимому, надежную основу для весьма полного и однозначного описания нуклон-нуклонного взаимодействия в области упругого рассеяния (до 350-400 Мэв).

§4. Статистические модели среднего поля ядра

До сих пор мы обсуждали проблему взаимодействия двух свободных нуклонов. Прогресс, достигнутый в этой области, естественно отразился и на решении ряда задач ядерной структуры. Прежде всего, наличие в ОВЕР и ряде феноменологических потенциалов мягкой, а не твердой сердцевины позволило провести широкие расчеты среднего самосогласованного потенциала и одночастичного базиса по методу Хартри-Фока. Ясно, что данное перспективное направление будет развиваться при использовании реалистических $N-N$ потенциалов и далее. Возобновился в последнее время также интерес к расчетам распределений ядерных потенциалов и плотности по методу Томаса-Ферми.

Именно на работах, посвященных расчетам по статистическому методу Томаса-Ферми, я хочу сейчас остановиться. Данное направление позволяет, как мне кажется, в большей степени чем метод Хартри-Фока использовать в теории структуры ядра представление о мезонной природе ядерных сил. Действительно, в расчетах по методу Хартри-Фока используется явный вид двухнуклонного взаимодействия, причем совершенно безразлично, получен используемый потенциал из мезонной теории или из чисто феноменологической модели. Поэтому при таком подходе не возникает даже вопроса о мезонной природе самосогласованного среднего поля. Напротив, в методе Томаса-Ферми существует принципиальная возможность явным образом отразить мезонный характер ядерных сил, используя уравнения для мезонных полей аналогично тому, как используется уравнение для электромагнитного поля в статистической теории атома. Как известно, метод Томаса-Ферми в теории атома оказался очень успешным и плодотворным. Идея использовать аналогичный подход в теории ядра не является новой, однако, представляется естественным вернуться к рассмотрению этого вопроса с позиций наших современных представлений о природе ядерных взаимодействий.

Прежде несколько слов о работах, в которых развивались не мезонные, а скорее феноменологические аспекты статистической теории ядра и основной целью которых было не уточнение физической природы среднего поля ядра, а упрощение используемой схемы вычислений. Важные результаты в этом направлении были получены Бете ^{/56/}, который показал хорошую применимость приближения локальной плотности нуклонов $\rho(\vec{r})$ в ядре. Распределение ядерной плотности $\rho(\vec{r})$ находилось путем минимизации полной энергии ядра как функционала от $\rho(\vec{r})$ и некоторого близкого к реальному $N-N$ взаимодействия.

Дальнейшему развитию этого подхода посвящен цикл исследований Бракнера с сотрудниками ^{/57-60/}. В работе ^{/57/} исследовалась теория, в которой полная энергия системы многих нуклонов записывалась в виде функционала только от локальной ядерной плотности $\rho(\vec{r})$ — суммарной плотности нейтронов и протонов. Результаты данной работы применимы к ядрам с $N=Z$. В последующей работе ^{/58/} аналогичная теория была развита для тяжелых ядер с $N \neq Z$, когда полная энергия системы нуклонов выражалась в виде функционала от двух независимых переменных: плотности нейтронов $\rho_n(\vec{r})$ и плотности протонов $\rho_p(\vec{r})$. Были рассчитаны энергии связи и распределения плотности конечных ядер, которые оказались в хорошем общем согласии с экспериментальными данными, хотя, например, толщина поверхностного слоя получалась несколько завышенной. Результаты статистической модели использовались также весьма успешно в расчетах упругого рассеяния тяжелых ионов на сложных ядрах ^{/59/} и в расчетах изотопического сдвига для распределений электрического заряда ядер ^{/60/}.

Для нахождения распределений плотности нейтронов и протонов в сферических ядрах решалась ^{/58/} прямая вариационная задача минимизации заданного функционала полной энергии, причем пробные функции довольно произвольным образом выбирались в виде

$$\rho_{n,p}(\mathbf{r}) = \rho_0 [1 + p r^2 + t r^4] \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{r^2 - R^2}{b^2}\right)}. \quad (11)$$

Значения параметров p, t, R, b распределений ρ_n и ρ_p подбирались отдельно для каждого ядра (величины ρ_0 фиксировались заданными значениями N и Z).

Простая статистическая модель, учитывающая мезонную природу ядерного потенциала, была предложена недавно в нашей работе /61/. Постановка задачи была следующей. Нуклоны являются источниками нейтрального скалярного поля, которое образует средний потенциал ядра. Этот потенциал притяжения связывает самосогласованным образом нуклоны в ядре. Полная энергия ядра выражалась в виде функционала от плотности энергии взаимодействующих нуклонного $\rho(\vec{r})$ и мезонного $\phi(\vec{r})$ полей. Модельность подхода заключается в выборе конкретного функционального вида различных членов выражения для плотности энергии. Эти члены, хотя и не все имеют строгое теоретическое обоснование, допускают на феноменологическом уровне разумную физическую интерпретацию.

Из условия минимума полной энергии получается при варьировании по $\rho(\vec{r})$ и $\phi(\vec{r})$ связанная система двух нелинейных уравнений второго порядка. Показывается /61/, что уравнения могут быть разрешены при определенных значениях феноменологических констант, входящих в выражение для плотности энергии. Тогда плотность нуклонов просто выражается через потенциал

$$z(\vec{x}) = y^{3/2}(\vec{x}), \quad (12)$$

а потенциал является решением уравнения

$$\Delta y(\vec{x}) + y(\vec{x}) = y^{3/2}(\vec{x}) + \frac{3}{2} \frac{[\nabla y(\vec{x})]^2}{y(\vec{x})}, \quad (13)$$

которое решается аналитически. В уравнениях (12), (13) используются безразмерные переменные $\vec{x} = \mu \vec{r}$, $z(\vec{x}) = \rho(\vec{r}) / \rho_0$, $y(\vec{x}) = -g \phi(\vec{r}) / V_0$, где μ , g - соответственно масса и константа связи скалярного мезона, ρ_0 и V_0 - соответственно плотность и абсолютная величина потенциала бесконечной ядерной материи.

Уравнение (13) отличается от известного уравнения Томаса-Ферми для атома наличием линейного члена в левой части уравнения, что можно попытаться связать с конечностью мезонной массы и наличием члена в правой части, учитывающего существенную вблизи поверхности ядра неоднородность распределений (относительно вида поправки на неоднородность к энергии ферми-газа см. также интересные замечания Гомбаша ^{/62/}). Соотношение (12) совпадает с известным условием самосогласования в статистической теории нейтрального атома.

Решения уравнения (13) могут быть получены в явном виде как для сферически-симметричных ядер, так и для деформированных. На рис. 3 приведены соответствующие кривые: $y(x)$ - сплошные линии и $z(x)$ - штриховые линии для ряда ядер с различным числом нуклонов A . Штрих-пунктирными линиями показаны распределения спин-орбитального потенциала $y_{LS}(x) = y'(x)/x$. Видно, что найденные решения правильно описывают основные особенности искомым распределений ядерного потенциала и ядерной плотности. Для сравнения пунктирной линией изображено также соответствующее ядру с $A = 200$ распределение Ферми (потенциал Саксона-Вудса).

В размерных переменных распределение среднего поля в конечном сферическом ядре имеет вид (R_V - средний радиус потенциала: $V(R_V) = -V_0/2$):

$$V(r) = - \frac{V_0}{\left[1 + (\sqrt{2} - 1) \frac{R_V}{r} \frac{\text{sh}(\mu r / \sqrt{2})}{\text{sh}(\mu R_V / \sqrt{2})} \right]^2}. \quad (14)$$

Соответствующее распределение плотности (R_ρ - средний радиус ядерной плотности: $\rho(R_\rho) = \rho_0 / 2$)

$$\rho(r) = \frac{\rho_0}{\left[1 + (\sqrt[3]{2} - 1) \frac{R_\rho}{r} \frac{\text{sh}(\mu r / \sqrt{2})}{\text{sh}(\mu R_\rho / \sqrt{2})} \right]^3}. \quad (15)$$

Если воспользоваться экспериментальными значениями для толщины поверхностного слоя ядра $(\Delta r)_\rho = 2,4$ ферми и плотности ядерной материи $\rho_0 = 1,1$ ферми ($V_0 = 40$ МэВ), то можно оценить массу и константу связи скалярного мезона: $\mu c^2 = 450$ МэВ, $g^2/4\pi = 4,5$. Эти параметры неплохо согласуются с ожидаемыми значениями (табл. 1). Кроме того, теоретическое значение разности $R_V - R_\rho = 1,5$ ферми близко к известной экспериментальной величине $R_V - R_\rho = 1,3$ ферми. Поэтому выражение (14) для среднего поля может использоваться наравне с чисто феноменологическим потенциалом Саксона-Вудса в расчетах по модели оболочек и в оптической модели ядерных реакций.

Рассмотренная модель обладает также существенным недостатком, а именно отсутствием поверхностной энергии ядра. Это связано, конечно, с тем, что ядро больше походит на ион, чем на нейтральный атом, ибо может присоединять падающие на него нуклоны. Соответственно, условие самосогласования должно иметь отличный от выражения (12) вид. Следует ожидать, что ядерная плотность должна обращаться в нуль не асимптотически, а при конечных радиусах. Вообще, поверхность ядра наиболее чувствительна к различным поправкам в модели Томаса-Ферми (см., например, работу Тиса /63/).

Было бы полезно исследования статистических моделей дополнить некоторыми строгими теоремами (см., например, работу Калоджеро и Симонова /64/, посвященную выводу необходимых условий насыщения ядерных сил), касающихся общих свойств ядерных взаимодействий. В этой связи большой интерес представляет работа Майерса и Святецкого /65/, в которой обсуждается взаимосвязь приближений Томаса-Ферми и капельной модели и их применимость при описании усредненных свойств ядра.

Большую роль в ядре может играть также изовекторный ρ -мезон. Предположение о существовании ρ -мезонного голя в ядре позволяет очень просто и наглядно объяснить энергию симметрии и связанные с ней факты существования равновесного заряда ядра и наличия изотопического члена (δE) в оптической модели ядерных реакций.

В заключение заметим, что в наступающем десятилетии следует ожидать глубокого развития мезонных аспектов теории ядерных взаимодействий и широкого фронта экспериментальных исследований взаимодействия мезонов и нуклонов больших энергий с ядрами.

Л и т е р а т у р а

1. В.В. Бабилов. Изв. АН СССР (сер. физ.) 32, 299 (1968).
2. Revs.Mod.Phys., 39, N.3 (1967).
3. Proc. Intern. Conf. Nucl. Structure, Tokyo, 1968.
4. Нуклоны и пионы. Изд-во ОИЯИ, Дубна, 1968.
5. Proc. Intern. Conf. Properties of Nuclear States, Montreal, 1969.
6. Suppl. Progr. Theor. Phys., N.39 (1967).
7. Suppl. Progr. Theor. Phys., N.42 (1968).

8. G. Breit, R.D. Haracz. In High Energy Physics, Ed. E.H.S. Burhop, Acad.Press, N.Y., 1967, pp.21-193.
9. P. Signell. In Advances in Nuclear Physics, Ed. M.Baranger, E. Vogt, Plenum Press, N.Y., 1969, v.II, pp.223-294.
10. E. Rochleder, K. Erkelenz. Phys.Rev., 172, 1013 (1968).
11. C.N. Bressel, A.K. Kerman, B. Rouben. Nucl.Phys., A124, 624 (1969).
12. R.V. Reid. Ann. of Phys., 50, 411 (1968).
13. G.A. Baker. Phys.Rev., 128, 1485 (1962).
14. F. Calogero. Lett.Nuovo Cim., 2, 553 (1969).
15. R. Tamagaki. Progr. Theor.Phys., 39, 91 (1968).
16. M. Weigel. Z. Physik 216, 307 (1968).
17. M.D. Miller, M.S. Sher, P. Signell, N.R. Yoder, D. Marker. Phys. Lett., 30B, 157 (1969).
18. J. Benn, G. Scharf. Nucl.Phys., A134, 481 (1969).
19. J.E. Brolley. Phys.Rev., 171, 1439 (1968).
20. K. Appel. Z. Physik 219, 447 (1969).
21. F. Tabakin. Phys.Rev., 174, 1208 (1968).
22. G.L. Strobel. Nucl.Phys., A116, 465 (1968).
23. T.R. Mongan. Phys.Rev., 178, 1597 (1969).
24. G. Darevych, A.E.S. Green. Phys.Rev., 164, 1324 (1967).
25. A.E.S. Green, T. Ueda. Phys.Rev.Lett., 21, 1499 (1968).
26. T. Ueda, A.E.S. Green. Phys.Rev., 174, 1304 (1968).
27. T. Ueda, A.E.S. Green. Nucl.Phys., B10, 289 (1969).
28. A. Gersten, A.E.S. Green. Phys.Rev., 176, 1199 (1968).
29. T. Sawada, A. Dainis, A.E.S. Green. Phys.Rev., 177, 1541 (1969).
30. Y. Kishi, S. Sawada, W. Watari. Progr.Theor.Phys., 38,892(1967).
31. В.В.Бабиков, В.С. Киселев. Изв. АН СССР (сер. физ.) 32, 556(1968).

32. D. Kiang , M.A. Preston, P. Yip. Phys.Rev., 170, 907 (1968).
33. L. Ingber. Phys.Rev., 174, 1250 (1968).
34. Пак Бен Гир. Сообщение ОИЯИ Р4-4376, Дубна (1968).
35. R.A. Bryan, B.L. Scott. Phys.Rev., 177, 1435 (1969).
36. R.A. Bryan, R.I.N. Phillips. Nucl.Phys., B5, 201 (1968).
37. Chr. Thévenet. J. de Physique 30, 148 (1969).
38. M. Kikugawa, W. Watari, M. Yonezawa. Suppl.Progr.Theor.Phys.,
Extra Number, p.170 (1968).
39. E.L. Lomon, H. Feshbach. Ann. of Phys., 48, 94 (1968).
40. R.D. Haracz, R.D. Sharma. Phys.Rev., 176, 2013 (1968).
41. W.R. Wortman. Phys.Rev., 176, 1762 (1968).
42. S. Furuichi, T. Ueda, W. Watari, M. Yonezawa. Progr.Theor.
Phys., 41, 131, 461 (1969).
43. S. Furuichi. Progr.Theor.Phys., 42, 837 (1969).
44. H. Sugawara, F. von Hippel. Phys.Rev., 172, 1764 (1968).
45. S. Wagner. Phys.Rev., 177, 2278 (1969).
46. S. Wagner, P. Winiger. Helv.Phys.Acta 42, 51 (1969).
47. S. Furuichi, T. Sokawa. Progr.Theor.Phys., 41, 1504 (1969).
48. C.C. Chiang, R.L. Gleiser, M. Huq, R.P. Saxena. Phys.Rev.,
177, 2167 (1969) .
49. R.A. Bryan. Preprint Texas Univ. (1969).
50. E.C.G. Sudarshan. Proc.Roy.Soc., 305A, 319 (1968).
51. G. Schierholz. Nucl.Phys., B7, 483 (1968),.
52. G.E. Brown, A.D. Jackson, T.T.S. Kuo. Nucl.Phys., A133, 481
(1969).
53. M. Wada. Progr.Theor.Phys., 41, 105 (1969).
54. T. Murota, M.T. Noda, F. Tanaka. Prog.Theor.Phys., 41, 1251
(1969).
55. M.H. Partovi, E.L. Lomon. Phys.Rev.Lett., 22, 438 (1969).

56. H.A. Bethe . Phys.Rev., 167, 879 (1968).
57. K.A. Brueckner, J.R. Buchler, S. Jorna, R.I. Lombard. Phys. Rev., 171, 1188 (1968).
58. K.A. Brueckner, J.R. Buchler, R.C. Clark, R.I. Lombard. Phys. Rev., 181, 1543 (1969).
59. K.A. Brueckner, J.R. Buchler, M.M. Kelley. Phys.Rev., 173, 944 (1968).
60. K.A. Brueckner, Wing-fai Lin, R.I. Lombard. Phys.Rev., 181, 1506 (1969).
61. В.В. Баби́ков. *ЖФ* 10, 509 (1969).
62. P. Gombas. Phys.Lett., 28A, 585 (1969).
63. M. Tisza. Acta. Phys., Hung., 26, 247 (1969).
64. F. Calogero, Yu. A. Simonov. Nuovo Cim., 64B, 337 (1969).
65. W.D. Myers, W.J. Swiatecki. Ann. of Phys., 55, 395 (1969).

Рукопись поступила в издательский отдел
, 19 января 1970 года.