

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

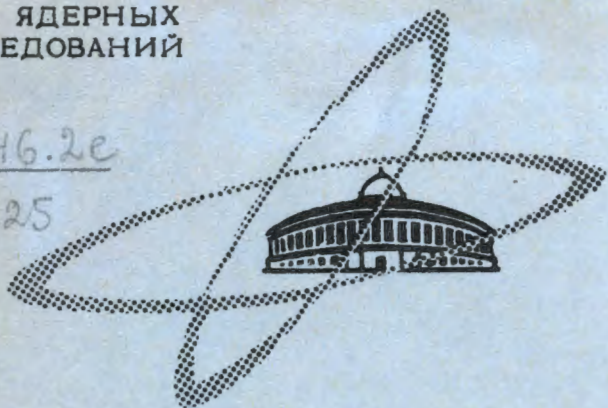
Дубна

С 346.2e

Б-125

3/III-67

P4 - 3136



В.В. Бабилов

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

СОВРЕМЕННЫЕ МОДЕЛИ ЯДЕРНЫХ СИЛ

Доклад, представленный на XVII совещание
по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра
(Харьков, 1967 г.)
1967.

Баби́ков В.В.

P4-3136

Современные модели ядерных сил

Обсуждаются различные модели нуклон-нуклонного взаимодействия, используемые в настоящее время в ядерной физике.

**Препринт Объединенного института ядерных исследований.
Дубна, 1967.**

Babikov V.V.

P4-3136

Modern Nuclear Force Models

Different models of nucleon-nucleon interaction, used at present in nuclear physics, are discussed.

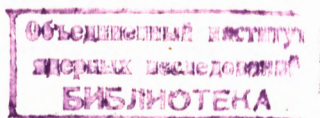
**Preprint. Joint Institute for Nuclear Research,
Dubna, 1967.**

P4 - 3136

В.В. Бабилов

СОВРЕМЕННЫЕ МОДЕЛИ ЯДЕРНЫХ СИЛ

Доклад, представленный на XVII совещание
по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра
(Харьков, 1967 г.)



Несмотря на то, что к настоящему времени физика элементарных частиц и собственно ядерная физика, то есть, как иногда говорят, физика высоких и низких энергий, весьма далеко отделились друг от друга, в последние годы можно наблюдать плодотворное взаимопроникновение идей и методов, развитых в этих двух разделах физики. Так, например, методы квантовой теории поля нашли широкое применение в ядерной проблеме многих тел. Другой областью, на которой сильно отразился прогресс, достигнутый в физике элементарных частиц, является задача ядерных сил, в первую очередь, задача взаимодействия двух свободных нуклонов.

Именно на основных успехах в понимании механизма, методах описания нуклон-нуклонного взаимодействия и на намечающихся тенденциях их дальнейшего развития мне хотелось бы остановиться в своем выступлении. Хотя эта тема чрезвычайно обширна как по фактическому экспериментальному материалу, так и по теоретическим работам, ей посвященным, моя задача несколько упрощается ввиду того, что проблема ядерных сил обсуждалась довольно подробно в обзорном докладе Аматти на Парижском конгрессе по ядерной физике^{1/}. Воспользовавшись этим обстоятельством, я остановлюсь главным образом на работах более позднего периода и на тех аспектах проблемы, которые наиболее тесно и непосредственно связаны с другими задачами физики ядра, а именно, на потенциальной модели ядерных сил.

Давно стало несомненным, что ядерное взаимодействие имеет мезонную природу, то есть является следствием обмена между нуклонами одним, двумя или большим числом мезонов. Однако старая мезонная теория, основанная на представлении о существовании одного сорта мезонов (пионов), не смогла удовлетворительно объяснить характерные особенности ядерных сил за исклю-

чением периферийной области межнуклонных расстояний ($r > 1,5 \text{ ф}$). Поэтому вплоть до недавнего времени интенсивно развивались чисто феноменологические модели нуклон-нуклонного потенциала^{/2-6/}. Они оказались очень полезными для выяснения многих свойств ядерных взаимодействий. Было показано, например, что спиновая структура нуклон-нуклонного потенциала максимально сложна, то есть ядерные силы содержат все пять членов, допускаемых общими принципами инвариантности: центральный, спин-спиновый, тензорный, спин-орбитальный и квадратичный спин-орбитальный (см., например, работу^{/2/})

$$V = V_c + V_\sigma (\vec{\sigma}_1 \vec{\sigma}_2) + V_T S_{12} + V_{LS} (\vec{L} \vec{S}) + V_{LL} L_{12}. \quad (1)$$

В общем случае потенциалы могут произвольным образом зависеть от межнуклонного расстояния r и от квадрата оператора импульса относительного движения $V_1 = V_1(r, \hat{p}^2)$. Имеется также тривиальная зависимость от изотопического спина $(\vec{\tau}_1 \vec{\tau}_2)$. Кроме того, было установлено, что ядерные силы либо, будучи статическими $V_1 = V_1(r)$, должны включать очень сильное отталкивание на малых расстояниях, возможно, типа твердой сердцевины с радиусом $r_0 \approx 0,5 \text{ ф}$ ^{/2,3/}, либо должны содержать зависимость от скорости типа^{/4,5/} $V_1(r, \hat{p}^2) = V_1^{(1)}(r) + \hat{p}^2 V_1^{(2)}(r) + V_1^{(2)}(r) \hat{p}^2$, эффективно увеличивающую отталкивание с ростом энергии, или зависимость более сложную, приводящую к эффективному нелокальному взаимодействию^{/6/}.

Я упоминаю об этих известных вещах, чтобы подчеркнуть следующее важное обстоятельство. Хотя экспериментальных данных по упругому нуклон-нуклонному рассеянию очень много, их оказывается недостаточно для однозначного определения даже статического потенциала. Ситуация становится еще более неопределенной, если допустить произвольную зависимость потенциала от скорости. Результатом этого является тот факт, что в чисто феноменологических моделях ядерных сил^{/2-6/} приходится вводить до 30 произвольных, не имеющих физического содержания параметров. Ясно, что очень трудно в таком случае выделить потенциал, наиболее близкий к реальному, если, конечно, такой существует. А у нас пока нет оснований считать, что двухнуклонное взаимодействие не может быть описано в широкой области энергий нерелятивистским уравнением Шредингера с некоторым потенциалом. Иногда выражают надежду, что приложение к расчету многонуклонной системы позволит сказать

что-то определенное о том, какому из потенциалов следует отдать предпочтение. Даже если допустить, что мы можем точно решить многоуклонную задачу, необходимо заметить, что, ставя вопрос подобным образом, мы рискуем потерять, быть может, самый интересный результат такого расчета, состоящий в возможном отличии ядерных сил, действующих внутри ядра, от двухчастичных. Поэтому необходимо попытаться определить истинный нуклон-нуклонный потенциал без обращения к многоуклонным системам.

Большие принципиальные и расчетные трудности вычисления свойств ядер на основе феноменологических потенциалов с твердой сердцевиной не позволяют в настоящее время определенно сказать, достигнуто ли полученное согласие с экспериментом из-за правильности употребляемого взаимодействия или является следствием используемых в расчетах приближений. Поэтому не лишены интереса попытки описать нуклон-нуклонное рассеяние^{/7/} и ядерную материю^{/8/} с помощью потенциалов с мягкой отталкивательной сердцевиной. Кроме того, сейчас становится несомненным, что внутренняя структура нуклона не содержит никаких сингулярностей типа твердой сердцевины. Однако наиболее интересные, на наш взгляд, результаты получены в ряде недавних работ^{/9-13/} при приложении к ядру потенциалов, зависящих от скорости. Это связано с тем, что будучи несингулярными и достаточно гладкими, такие потенциалы допускают простой подход на основе приближения Хартри-Фока, естественным образом приводя к оболочечной модели и насыщению ядерных сил. С их помощью удалось получить удовлетворительные результаты по волновым функциям, уровням энергии, энергиям связи и распределению плотности нуклонов в ряде ядер. Общим для всех этих расчетов недостатком является применение чисто феноменологических моделей, которые, как правило, не связываются со взаимодействием двух свободных нуклонов. Поэтому снова возникает вопрос об однозначности или о близости исходного потенциала к истинному.

Современная мезонная теория ядерных сил, включающая в рассмотрение наряду с обменом π -мезонами обмен открытыми в последние годы η , τ , ρ , ω и другими мезонами, дает, как нам кажется, надежную основу для более однозначного решения проблемы нуклон-нуклонного потенциала. Действительно, уже в первых работах, посвященных этой модели, было показано, что учет обмена тяжелыми векторными мезонами позволяет объяснить как рост отталкивания на малых расстояниях, так и сильную короткодействующую LS-связь

(см., например, работу^{/14/} и содержащиеся в ней ссылки). Включение релятивистских эффектов приводит к зависимости получающихся потенциалов от скорости^{/15-18/}, так что отталкивание эффективно увеличивается с ростом энергии^{x/}. Следовательно, мезонная теория ядерных сил естественным образом соединяет в себе две характерные черты феноменологических потенциалов: отталкивание (мягкая сердцевина) на малых расстояниях и зависимость от скорости определенного вида. Это во-первых.

Во-вторых, свободные параметры, входящие в полуфеноменологический мезонный потенциал, имеют вполне определенный физический смысл: это константы связи мезонов с нуклоном. Кроме того, что число параметров, необходимых для описания фаз рассеяния (без S-фаз), оказывается значительно меньшим^{/14,19/} по сравнению с чисто феноменологическими подходами^{/2-8/}, эти параметры являются гораздо лучше определенными. Наряду с упругим нуклон-нуклонным рассеянием константы связи определяют неупругое нуклон-нуклонное рассеяние, нуклон-антинуклонное взаимодействие, электромагнитные формфакторы нуклона, рассеяние мезонов на нуклонах и целый ряд других явлений. Поэтому фактически данные параметры могут быть определены на гораздо большем экспериментальном материале. Имеющиеся результаты^{/14,19/} подтверждают согласованность различных оценок некоторых из констант, в частности, пионной g_{π}^2 и ρ -мезонной g_{ρ}^2 .

В-третьих, благодаря зависимости потенциалов от скорости и отсутствию сингулярностей, мезонная модель ядерных сил может быть использована для исследования приближения Хартри-Фока в ядре. Если удастся установить мезонную природу самосогласованного потенциала модели оболочек, тогда результаты расчета двухнуклонной системы можно будет привести в соответствие с расчетом многонуклонных систем.

Несколько слов об определении нуклон-нуклонного потенциала в рассматриваемой модели. Основой для нахождения ядерных сил, вызываемых обменом каким-либо мезоном, является амплитуда одномезонного обмена, которая на теоретико-полевым языке описывается диаграммой

^{x/} В работе^{/18/} пропущен член $q^{\lambda} q^{\lambda'} / \mu^2$ в выражении для функции пространства псевдовекторного мезона с ρ -связью. В формулах (76) и (77) следует добавить соответственно члены $\frac{1}{3} g^2 \frac{e^{-\mu r}}{r} (1 - \frac{r^2}{2m^2})$ и $\frac{1}{3} g^2 \frac{e^{-\mu r}}{r} (1 + \frac{3}{\mu r} + \frac{3}{\mu^2 r^2}) (1 - \frac{r^2}{2m^2})$. Автор признателен В.И. Чижикову, обратившему его внимание на эту ошибку.

$$\begin{array}{c}
 \vec{p}' \\
 \swarrow \quad \searrow \\
 \text{---} \quad \text{---} \\
 \quad \quad \quad \vec{q} \\
 \quad \quad \quad \text{---} \\
 \swarrow \quad \searrow \\
 -\vec{p} \quad \quad -\vec{p}'
 \end{array}
 \quad
 \vec{p}' = \vec{p} + \vec{q}.
 \quad (2)$$

Если теперь рассматривать $V(\vec{q}, \vec{p})$ как борновскую амплитуду для некоторого потенциала, то последний может быть определен, как фурье-образ этой амплитуды

$$V(\vec{r}, \vec{p}) = \int e^{i\vec{q} \cdot \vec{r}} V(\vec{q}, \vec{p}) d^3 q. \quad (3)$$

Нетрудно убедиться, что зависимость амплитуды $V(\vec{q}, \vec{p})$ и соответственно потенциала $V(\vec{r}, \vec{p})$ от скорости является релятивистским эффектом и для описания упругого нуклон-нуклонного рассеяния в области $E_{\text{лаб}} \ll 300 \text{ МэВ}$ может считаться поправкой $\sim p^2/m^2$, где m — масса покоя нуклона. Разлагая величину (3) в ряд по степеням p^2/m^2 и ограничиваясь первыми двумя членами, мы находим, что каждый из первых четырех потенциалов V_i формулы (1) имеет вид

$$V_i(\vec{r}, \vec{p}^2) = V_i^{(1)}(\vec{r}) + \frac{1}{2m^2} [\vec{p}^2 V_i^{(2)}(\vec{r}) + V_i^{(2)}(\vec{r}) \vec{p}^2]. \quad (4)$$

Пятый (спин-импульсный) член в мезонной модели имеет следующую спиновую структуру^{15,16}:

$$\frac{1}{2m^2} [(\vec{\sigma}_1 \vec{p}) V_{\sigma p}(\vec{r}, p^2) (\vec{\sigma}_2 \vec{p}) + (\vec{\sigma}_2 \vec{p}) V_{\sigma p}(\vec{r}, p^2) (\vec{\sigma}_1 \vec{p})], \quad (5)$$

и можно показать, что его действие близко к эффекту квадратичного спин-орбитального члена.

В отличие от центральных и спин-спиновых сил, являющихся потенциалами Юкавы, спин-орбитальное и тензорное взаимодействия содержат предэкспоненциальные множители, соответственно $(1/\mu r + 1/\mu^2 r^2)$ и $(1 + 3/\mu r + 3/\mu^2 r^2)$. На первый взгляд, возникает серьезная проблема обрезания сильно расходящихся на малых расстояниях членов потенциала. Однако следует иметь в виду,

что малые расстояния отвечают большим передачам импульса q . В настоящее время имеются убедительные доказательства того, что не только электромагнитные формфакторы, но и формфакторы, отвечающие сильному взаимодействию нуклона, падают с ростом q ^{/20/}. Это означает, что эффективные константы связи мезонов с нуклоном зависят от величины импульса виртуального мезона, становясь очень малыми при больших передачах импульса q . Можно показать, что тогда вклад больших q в интеграле (3) зарезается и потенциал $V(\vec{r}, \vec{p})$ становится регулярным в точке $r = 0$.

Подставляя полученный потенциал в уравнение Шредингера и решая последнее точным образом, мы получим искомую амплитуду рассеяния, отвечающую бесконечной итерации диаграммы (2), то есть так называемому лестничному приближению. Эта амплитуда в отличие от чисто вещественной борновской (2) удовлетворяет условию унитарности, то есть закону сохранения числа частиц.

Наряду с потенциальным подходом в мезонной модели ядерных сил использовались другие методы с целью сохранения релятивистской формулировки задачи, что позволило бы применять эти методы в более широкой области энергий. В этих методах унитаризация амплитуды одномезонного обмена может быть достигнута либо явным образом^{/21-23/}, либо с помощью дисперсионных соотношений^{/24-27/}. Отличаясь от потенциальной модели используемым математическим аппаратом, данные методы основываются на тех же физических представлениях о механизме ядерных сил как мезонном обмене между нуклонами. Поэтому неудивительно, что все эти подходы приводят к непротиворечивым результатам при описании упругого нуклон-нуклонного рассеяния.

Кроме хорошо изученных экспериментально мезонов, таких как π , η , ρ , ω и некоторых других, во все анализы включается скалярный нейтральный s_0 -мезон, не наблюдавшийся на опыте. Он оказывается необходимым для обеспечения притягательного характера ядерных сил в четных состояниях двухнуклонной системы. По-видимому, этот мезон играет важную роль также в создании среднего поля, связывающего нуклоны в ядре. Как было показано рядом авторов (см., например, работу^{/28/}), аналогичный скалярному мезону эффект вызывается частью двухнуклонного обмена, не сводящейся к итерации диаграммы (2). Возможно, что включение скалярного мезона является в действительности феноменологическим приемом учета 2π -обмена полным образом.

Наконец, необходимо упомянуть о проявлениях в ядерном взаимодействии обнаруженных недавно свойств симметрии элементарных частиц. Например, объединение в схеме $SU(3)$ -симметрии всех псевдоскалярных мезонов в один октет накладывает связь между константами связи π - и η -мезонов. Результат расчета фаз нуклон-нуклонного рассеяния с помощью мезонного потенциала^{/19/} указывает на малость g_η^2 по сравнению с g_π^2 , что согласуется с предсказанием $SU(3)$ -симметрии. Имеются также попытки приложения к ядерному взаимодействию более высоких симметрий^{/29-32/}, которые пока не привели к определенным заключениям о том, насколько амплитуды нуклон-нуклонного рассеяния удовлетворяют требованиям, накладываемым этими симметриями.

Можно надеяться, что наблюдаемое в настоящее время развитие мезонной теории ядерных сил приведет к большим успехам в решении этой фундаментальной проблемы.

Л и т е р а т у р а

1. D.Amati. Report at the Intern.Congr.Nucl.Phys., Paris, 1964.
2. T.Hamada, I.D.Johnston. Nucl.Phys., 34, 382 (1962).
3. K.E.Lassila, M.H.Hull, H.M.Ruppel, F.A.McDonald, G.Breit. Phys.Rev., 126, 881 (1962).
4. A.M.Green. Nucl.Phys., 33, 218 (1962).
5. M.Razavy, G.Field, J.S.Levinger. Phys.Rev., 125, 269 (1962).
6. F.Tabakin. Ann. of Phys., 30, 51 (1964).
7. В.В. Бабиков, И. Быстрицкий, Ф. Легар. Труды XII Межд.конф. по физике высоких энергий, Дубна, 1964, стр. 262.
8. C.W.Wong. Nucl.Phys., 71, 385 (1965).
9. K.T.R.Davies, S.L.Krieger, M.Baranger. Nucl.Phys., 84, 545 (1966).
10. F.Tabakin, K.T.R.Davies. Phys.Rev., 150, 793 (1966).
11. W.Macke, P.Rennert, W.Schiller. Nucl.Phys., 86, 545 (1966).
12. B.Fischer. Z.Physik. 196, 274 (1966).
13. M.A.Preston, D.Kiang, P.Yip. Preprint, Hamilton, 1966.
14. R.A.Bryan, B.L.Scott. Phys.Rev., 135, B434 (1964).
15. D.Y.Wong. Nucl.Phys., 55, 212 (1964).

16. В.В. Бабилов, ЯФ, 2, 328 (1985); Nucl.Phys., 76, 665 (1966).
17. A.E.S.Green, R.D.Sharma. Phys.Rev.Lett, 14, 380 (1965).
18. R.Cirelli, E.Montaldi, G.M.Prosperi. Nuovo Cim., 45A, 381 (1966).
19. В.В. Бабилов, В.С. Киселев. Препринт ОИЯИ, Р4-3135, Дубна 1987 .
20. T.T.Wu, C.N.Yang. Phys.Rev., 137, B708 (1965).
21. S.Sawada, T.Ueda, W.Watari, M.Yonezawa. Prog.Theor.Phys., 32, 380 (1964).
22. R.A.Bryan, R.A.Arndt. Phys.Rev., 150, 1299 (1966).
23. Л.С. Ажгирей, В.И. Чижиков. Препринт ОИЯИ, Р-2584, Дубна, 1988.
24. A.Scotti, D.Y.Wong. Phys.Rev., 138, B145 (1965).
25. J.S.Ball, A.Scotti, D.Y.Wong. Phys.Rev., 142, 1000 (1966).
26. H.G.Dosch, V.F.Müller. Nucl.Phys., 87, 201 (1966).
27. R.A.Arndt, R.A.Bryan, M.H.McGregor. Preprint UCRL-14807 (1966).
28. S.Furuichi, W.Watari. Prog.Theor.Phys., 36, 348 (1966).
29. С.М. Биленький, Ю.М. Казарянов, Л.И. Лapidус, Р.М. Рындин, ЯФ, 2, 782 (1985).
30. P.O'Donovan.Phys.Rev., 149, 1128 (1966).
31. R.H.Capps. Phys.Rev., 150, 1263 (1966).
32. H.J.Zech. Z.Physik, 196, 222 (1966).

Рукопись поступила в издательский отдел
24 января 1967 г.