

5517/2-79



объединенный
институт
ядерных
исследований

дубна

29/12-79

P4 - 12648

Б-447

В.Б.Беляев, В.В.Пупышев

NN -РАССЕЯНИЕ

В НЕРЕЛЯТИВИСТСКОЙ КВАРКОВОЙ МОДЕЛИ

1979

P4 - 12648

В.Б.Беляев, В.В.Пупышев

NN -РАССЕЯНИЕ

В НЕРЕЛЯТИВИСТСКОЙ КВАРКОВОЙ МОДЕЛИ

Направлено в ЯФ

NN-рассеяние в нерелятивистской кварковой модели

В рамках нерелятивистской теории системы шести тел делается попытка динамического описания рассеяния двух нуклонов. Условие невязета кварков позволяет аппроксимировать кварковые гамильтонианы в каждом нуклоне оператором конечного ранга. Такое приближение дает возможность решить проблему в два этапа. На первом этапе решается вспомогательная задача рассеяния трех фиксированных /в нуклоне/ кварков на трех фиксированных /во втором нуклоне/ кварках. Далее показывается, что амплитуда упругого NN-рассеяния удовлетворяет одномерному интегральному уравнению, ядро которого содержит t -матрицу вспомогательной задачи. Последнее уравнение решалось численно, найдена энергетическая зависимость S -фазы и полного упругого сечения при низких энергиях.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований, Дубна 1979

NN-Scattering in the Nonrelativistic Quark Model

In the framework of the nonrelativistic six body theory an attempt of dynamical description of the two nucleon scattering is done. The confinement allows one to approximate the quark Hamiltonians of each nucleon by a finite rank operator. Such an approximation allows one to solve the problem by two steps. At the first step an auxiliary task of scattering of three fixed quarks (in the first nucleon) by three fixed quarks (in the second nucleon) is solved. It was shown that NN-elastic scattering amplitude satisfies to the one dimension integral equation. The kernel of this equation contains the t -matrix of the auxiliary task. The last equation was solved numerically. The energy dependence of the S -phase and the total elastic scattering cross section at low energy has been obtained.

The investigation has been performed at the Laboratory of Theoretical Physics, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1979

§ 1. ВВЕДЕНИЕ

В последнее время наблюдается заметный прогресс в кварковой трактовке структуры адронов^{/1-7/}. Предпринимаются значительные усилия в построении потенциалов взаимодействия "элементарных" частиц^{/8,18/}, основанные на представлениях о кварковой структуре этих частиц. Однако динамические модели, которые при этом используются, как правило, очень просты, и не могут поэтому отражать всех особенностей движения системы, состоящей из нескольких тел*. Более того, известно, что применение таких моделей в ядерной физике, например, для описания ядер ${}^3\text{H}$ и ${}^3\text{He}$ не привело к разумным количественным результатам.

В связи с этим представляет интерес рассмотреть модель взаимодействия двух составных объектов, решения которой вполне определенным образом аппроксимируют решения точной задачи шести тел /кварков/. В данной работе мы будем интересоваться нахождением амплитуды упругого рассеяния двух нуклонов, исходя из нерелятивистского гамильтониана для шести тел /кварков/. В § 2 будут получены уравнения для амплитуды NN-рассеяния, § 3 содержит обсуждение результатов: § 4 - заключение.

§ 2. УРАВНЕНИЯ ДЛЯ АМПЛИТУДЫ УПРУГОГО NN-РАССЕЯНИЯ

При выводе уравнений для амплитуды упругого NN-рассеяния будем следовать линии, изложенной в работе^{/14/}. Пусть H_0 - свободный гамильтониан относительного движения центров масс

*Мы не имеем в виду энергий и расстояний, при которых частицы приобретают асимптотическую свободу.

нуклонов, H_i ($i=1,2$) - гамильтониан внутреннего движения кварков в i -том нуклоне, $V = \sum_{i=1}^3 \sum_{j=4}^6 V_{ij}$, где V_{ij} - потенциал взаимодействия кварков, принадлежащих разным нуклонам. Введем также

$$H_c = H_1 + H_2, \quad H_{as} = H_0 + H_c. \quad /2.1/$$

Далее мы перепишем многочастичное уравнение Липпмана-Швингера в форме, в которой удобно делать наше приближение. С этой целью введем функции Грина

$$G_0(z) = (H_0 - z)^{-1}, \quad G_{as}(z) = (H_{as} - z)^{-1}, \\ \tilde{G}(z) = (H_0 + V - z)^{-1}, \quad G(z) = (H - z)^{-1}, \quad /2.2/$$

где $H = H_0 + H_c + V$ - полный гамильтониан, и вспомогательный шестичастичный оператор T° ,

$$T^\circ = V - V\tilde{G}(z)V = V - VG_0(z)T^\circ. \quad /2.3/$$

Тогда для полного оператора перехода T ,

$$T = V - VG(z)V, \quad /2.4/$$

получаем искомое уравнение

$$T = T^\circ + T^\circ G_0(z)H_c G_{as}(z)T = T^\circ + T^\circ[G_0(z) - G_{as}(z)]T. \quad /2.5/$$

Приближение, которое мы будем использовать, основано на постулате невылетания кварков из нуклона. Утверждение о невылетании кварков означает, что волновая функция рассматриваемой шестичастичной системы является квадратично интегрируемой по переменным внутреннего движения кварков в каждом нуклоне.

Такое свойство двухнуклонной /шестикварковой/ волновой функции позволяет аппроксимировать гамильтониан H_c оператором конечного ранга, поскольку этот гамильтониан действует только на "внутренние" переменные.

В данной работе мы будем аппроксимировать гамильтониан H_c - оператором первого ранга

$$H_c \approx H_c^{(1)} = \epsilon_0 |X_1 X_2\rangle \langle X_1 X_2|, \quad /2.6/$$

где $\langle X_1 X_2 | = \langle X_1 | \langle X_2 |$, а $\langle X_i |$ - собственная функция "внутреннего" гамильтониана H_i , $\frac{1}{2} \epsilon_0$ - его собственное значение, соответствующее основному состоянию трехкварковой системы - нуклону*.

На самом деле условие невылетаия кварков является достаточным, но не необходимым условием для применимости приближения типа /2.6/. Если бы это условие отсутствовало, то аппроксимация /2.6/ все равно была бы правильной при энергии относительного движения нуклонов меньшей энергии "возбуждения" нуклона.

Аппроксимируя гамильтониан H_c операторами высших рангов, т.е. включая наряду с основным состоянием $|X\rangle$ и резонансные состояния $|X^*\rangle$, можно было бы в этом случае значительно расширить область энергий, при которых /2.6/ применимо.

Переходя к импульсному представлению по переменной относительного движения центров масс нуклонов и используя /2.6/ в первом уравнении /2.5/, получаем уравнение для амплитуды упругого NN-рассеяния $\langle k | r | k' \rangle$.

$$\langle \vec{k} | r | \vec{k}' \rangle = \langle \vec{k} | r^0 | \vec{k}' \rangle + \epsilon_0 \int \frac{d\vec{q}}{(2\pi)^3} \langle \vec{k} | r^0 | \vec{q} \rangle G_0(\vec{q}, z) G_0(\vec{q}, z - \epsilon_0) \langle \vec{q} | r | \vec{k}' \rangle. \quad /2.7/$$

Здесь введены следующие обозначения:

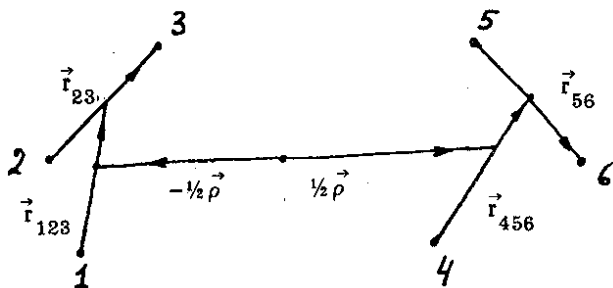
$$\langle \vec{k} | r^0 | \vec{k}' \rangle \equiv \int \chi_1^*(x_1) \chi_2^*(x_2) \langle \vec{k} | r^0(x_1, x_2) | \vec{k}' \rangle \chi_1(x_1) \chi_2(x_2) dx_1 dx_2,$$

$$\langle \vec{k} | r | \vec{k}' \rangle \equiv \int \chi_1^*(x_1) \chi_2(x_2) \langle \vec{k}, x_1, x_2 | T | \vec{k}', x'_1, x'_2 \rangle \times$$

$$\times \chi_1(x'_1) \chi_2(x'_2) dx_1 dx_2 dx'_1 dx'_2, \quad /2.8/$$

* $\epsilon_0 = 2(m_N - 3m_q)$, m_N - масса нуклона, $m_q = 0,340$ ГэВ - масса кварка.

$x_1 = \{\vec{r}_{23}, \vec{r}_{123}\}$, $x_2 = \{\vec{r}_{56}, \vec{r}_{456}\}$, \vec{r} - переменные Якоби;



где

$$\langle \vec{k}, x_1, x_2 | T^0 | x'_1, x'_2, \vec{k}' \rangle = \delta(x_1 - x'_1) \cdot \delta(x_2 - x'_2) \cdot \langle \vec{k} | r^0(x_1, x_2) | \vec{k}' \rangle / 2.9/$$

- шестичастичный оператор T^0 в смешанном представлении.

Используя /2.9/ из второго уравнения /2.3/, получаем уравнение для вспомогательной амплитуды $\langle \vec{k} | r^0(x_1, x_2) | \vec{k}' \rangle$:

$$\begin{aligned} \langle \vec{k} | r^0(x_1, x_2) | \vec{k}' \rangle &= \sum_{m=1}^9 \phi_m(x_1, x_2, \vec{k}) \phi_m^*(x_1, x_2, \vec{k}') \langle \vec{k} | V_m | \vec{k}' \rangle - \\ &- \sum_{m=1}^9 \phi_m(x_1, x_2, \vec{k}) \int \frac{d\vec{q}}{(2\pi)^3} \phi_m^*(x_1, x_2, \vec{q}) \langle \vec{k} | V_m | \vec{q} \rangle G_0(\vec{q}, z) \langle \vec{q} | r^0(x_1, x_2) | \vec{k}' \rangle. \end{aligned}$$

/2.10/

Функции $\phi_m(x_1, x_2, \vec{k})$ являются комбинациями экспонент и приведены в Приложении.

Как видно из /2.10/, это уравнение может быть легко проинтегрировано, если кварк-кварковый потенциал представить в сепарабельной форме. Так как протяженность такого потенциала не может быть больше размера нуклона, то мы имеем дело с короткодействующим потенциалом, который всегда можно аппроксимировать сепарабельным потенциалом.

Мы использовали S-волновой потенциал вида:

$$\langle \vec{k} | V_m | \vec{k}' \rangle = \lambda g(\vec{k}) g^*(\vec{k}') + \tilde{\lambda} \tilde{g}(\vec{k}) \tilde{g}^*(\vec{k}') = \quad /2.11/$$

$$= \frac{\lambda}{(k^2 + \beta^2)(k'^2 + \beta^2)} + \frac{\tilde{\lambda}}{(k^2 + \tilde{\beta}^2)(k'^2 + \tilde{\beta}^2)},$$

$$m = 1, \dots, 9.$$

Параметры в потенциале /2.11/ были взяты равными:

$$\lambda = -1,05 \text{ ГэВ}^2, \quad \beta = 0,2 \text{ ГэВ}, \quad \tilde{\lambda} = 0,5 \text{ ГэВ}^2, \quad \tilde{\beta} = 0,6 \text{ ГэВ}$$

и выбирались по порядку величины равными протяженности и глубине используемых в ряде работ /1,2,15-19/ кварк-кварковых потенциалов. Вместо потенциала /2.11/ можно использовать потенциалы типа "hard shell", которые обеспечивают задержание кварков в явном виде. Эти потенциалы имеют вид:

$$V_1(r), \quad r < r_0$$

$$V(r) = \lim_{\lambda \rightarrow \infty} \lambda \delta(r - r_0), \quad r = r_0$$

$$V_2(r), \quad r > r_0$$

Целью работы является получение приближенного решения шести-частичной задачи, поэтому на первом этапе для простоты кварки рассматриваются бесспиновыми и бесцветными, и отталкивание вводится непосредственно в потенциал /2.11/.

С потенциалами /2.11/ уравнение /2.10/ записывается в виде

$$\langle \vec{k} | r^0(x_1, x_2) | \vec{k}' \rangle = [\lambda g(\vec{k}) g^*(\vec{k}') + \tilde{\lambda} \tilde{g}(\vec{k}) \tilde{g}^*(\vec{k}')] \vec{\Phi}(x_1, x_2, \vec{k}) \vec{\Phi}^*(x_1, x_2, \vec{k}') -$$

$$- [\lambda g(\vec{k}) \vec{R}(x_1, x_2, \vec{k}', z) + \tilde{\lambda} \tilde{g}(\vec{k}) \vec{R}(x_1, x_2, \vec{k}', z)] \vec{\Phi}(x_1, x_2, \vec{k}),$$

где

$$\vec{R}(x_1, x_2, \vec{k}', z) = \int \frac{d\vec{q}}{(2\pi)^3} g^*(\vec{q}) \vec{\Phi}^*(x_1, x_2, \vec{q}) G_0(\vec{q}, z) \langle \vec{k} | r^o(x_1, x_2) | \vec{k}' \rangle,$$

$$\vec{\tilde{R}}(x_1, x_2, \vec{k}', z) = \int \frac{d\vec{q}}{(2\pi)^3} \tilde{g}^*(\vec{q}) \vec{\Phi}^*(x_1, x_2, \vec{q}) G_0(\vec{q}, z) \langle \vec{k} | r^o(x_1, x_2) | \vec{k}' \rangle,$$

$\vec{\Phi}$, \vec{R} , $\vec{\tilde{R}}$ - векторы с компонентами ϕ_m , p_m , \tilde{p}_m , $m = 1, \dots, 9$,
а $\vec{\Phi} \vec{\Phi}^* = \sum_{m=1}^9 \phi_m(x_1, x_2, \vec{k}) \phi_m^*(x_1, x_2, \vec{k}')$, и сводится к решению системы 18 линейных относительно функций p_m и \tilde{p}_m , уравнений с матрицей $X(x_1, x_2, z)$.

Решив систему, для $\langle \vec{k} | r^o(x_1, x_2) | \vec{k}' \rangle$ получаем

$$\langle \vec{k} | r^o(x_1, x_2) | \vec{k}' \rangle = \vec{\eta}_1(x_1, x_2, \vec{k}) X^{-1}(x_1, x_2, z) \vec{\eta}(x_1, x_2, \vec{k}'), \quad /2.12/$$

где $\vec{\eta}(x_1, x_2, \vec{k}')$ - вектор с компонентами

$$\xi_i(x_1, x_2, \vec{k}') = \begin{cases} g^*(\vec{k}') \phi_i^*(x_1, x_2, \vec{k}'), & i = 1, \dots, 9, \\ \tilde{g}^*(\vec{k}') \phi_{i-9}^*(x_1, x_2, \vec{k}'), & i = 10, \dots, 18, \end{cases}$$

а $\vec{\eta}_{1i}(x_1, x_2, \vec{k})$ - вектор с компонентами

$$\xi_{1i}(x_1, x_2, \vec{k}) = \begin{cases} \lambda g(\vec{k}) \phi_i(x_1, x_2, \vec{k}), & i = 1, \dots, 9, \\ \bar{\lambda} \tilde{g}(\vec{k}) \phi_{i-9}(x_1, x_2, \vec{k}), & i = 10, \dots, 18. \end{cases}$$

Так как нас интересует среднее от /2.12/ по функциям нуклонов, то наибольшую трудность представляет вычисление 12-кратного интеграла, который является этим средним:

$$\int dx_1 dx_2 \vec{\eta}_1(x_1, x_2, \vec{k}) X^{-1}(x_1, x_2, z) \vec{\eta}(x_1, x_2, \vec{k}') |\chi_1(x_1)|^2 \cdot |\chi_2(x_2)|^2. \quad /2.13/$$

Как известно, в области энергий до 1 ГэВ отсутствуют узкие резонансы /сГ ~ 100 МэВ/ в упругом NN-рассеянии. Это обстоя-

тельство позволяет предположить, что обратная матрица X^{-1} будет достаточно плавной функцией x_1 и x_2 .

Действительно, в области резонанса для амплитуды имеем $\langle \vec{k} | r_0^\circ | \vec{k}' \rangle \approx h(\vec{k}) t(E) h(\vec{k}')$, что возможно из /2.13/ только при очень резкой зависимости X^{-1} от x_1 и x_2 . В нашем случае, грубо говоря, $X^{-1}(x_1, x_2, z) \sim A(\bar{x}_1, \bar{x}_2, z) \cdot \delta(x_1 - \bar{x}_1) \cdot \delta(x_2 - \bar{x}_2)$. Таким образом, можно получить приближенное выражение для $\langle \vec{k} | r_0^\circ(x_1, x_2) | \vec{k}' \rangle$, разлагая матрицу X^{-1} в ряд около некоторых "равновесных" значений \bar{x}_1 и \bar{x}_2 . Ниже мы ограничиваемся нулевым членом разложения, т.е. $X^{-1}(x_1, x_2) \approx X^{-1}(\bar{x}_1, \bar{x}_2)$, после чего интегрирование в выражении /2.13/ легко выполняется.

Численная оценка для относительной ошибки такой процедуры дает

$$\max_{\vec{k}, \vec{k}'} \left| \frac{\langle \vec{k} | r_0^\circ | \vec{k}' \rangle - \langle \vec{k} | r_0^\circ | \vec{k}' \rangle}{\langle \vec{k} | r_0^\circ | \vec{k}' \rangle} \right| \leq 0,1 \div 0,15, \quad /2.14/$$

где $\langle \vec{k} | r_0^\circ | \vec{k}' \rangle$ - приближенное решение. Имея в распоряжении вспомогательную t -матрицу r_0° , можно приступить к решению уравнения /2.7/ для амплитуды упругого NN-рассеяния. Отделяя угловую зависимость в этом уравнении, получаем уравнение для парциальных амплитуд

$$T_\ell(k, k', z) = T_\ell^0(k, k', z) + \int_0^\infty dq \zeta_\ell(k, q, z) T_\ell(q, k', z), \quad /2.15/$$

где

$$\zeta_\ell(k, q, z) = \frac{1}{2\pi^2} \epsilon_0 \frac{T_\ell^0(k, q, z)}{(q^2/2\mu - z)(q^2/2\mu - z + \epsilon_0)},$$

$$T_\ell^0(k, k', z) = \frac{1}{2} \int_{-1}^1 \langle \vec{k} | r_0^\circ | \vec{k}' \rangle P_\ell(x) dx, \quad x = \frac{(\vec{k} \cdot \vec{k}')}{|\vec{k}| \cdot |\vec{k}'|}.$$

Уравнение /2.15/ для $\ell=0$ решим приближенно, аппроксимируя функцию $T_0(k, k', z)$ по методу Бейтмана^{/21/}, функцией $\tilde{T}_0(k, k', z)$. Точность бейтмановской аппроксимации /число разрезов равнялось трем/ оказалась следующей:

$$\max_{\vec{k}, \vec{k}'} |T_0(k, k', z) - \tilde{T}_0(k, k', z)| \leq 4 \div 5 \text{ ГэВ}$$

/2.16/

$$\max_{\vec{k}, \vec{k}'} \left| \frac{T_0(k, k', z) - \tilde{T}_0(k, k', z)}{T_0(k, k', z)} \right| \leq 0,20 \div 0,25.$$

§ 3. РЕЗУЛЬТАТЫ

На массовой поверхности $k = k' = +\sqrt{2\mu E}$ амплитуда рассеяния трех кварков, фиксированных в одном нуклоне, на трех таких же частицах /2.8/ запишется в виде

$$f_0^\circ(\vec{k}, \vec{k}', E) = -\frac{\mu}{2\pi} \langle \vec{k} | r_0^\circ | \vec{k}' \rangle = -\frac{\mu}{2\pi} \{ 9 \cdot S(k, k, E, \gamma) e^{-4\kappa E(1-x)} + \dots \}$$

/3.1/

$$+ 72 \cdot AS(k, k, E, \gamma) \cdot e^{-4\kappa E} \cdot [5 \cdot e^{\kappa E x} + 9 \cdot e^{-2\kappa E x} + 4 e^{2\kappa E x}] \}$$

где $\kappa = 2\mu d = 2,54 \text{ ГэВ}$, $d = \frac{1}{6} \bar{\Gamma}_N^2$, $\mu = \frac{1}{2} m_N$, $\gamma = \{ \bar{x}_1, \bar{x}_2 \}$.

Выполнив в /3.1/ предельный переход $\bar{\Gamma}_N^2 \rightarrow 0$, получим амплитуду рассеяния двух точечных нуклонов.

$$f_{\text{point}}^\circ(\vec{k}, \vec{k}', E) \equiv \lim_{\bar{\Gamma}_N^2 \rightarrow 0} f_0^\circ(\vec{k}, \vec{k}', E) = -\frac{\mu}{2\pi} [9 \cdot S(k, k, E, 0) + 72 \cdot AS(k, k, E, 0)]$$

/3.2/

Нетрудно показать, что

$$f_{\text{point}}^\circ(\vec{k}, \vec{k}', E) = \lim_{\bar{\Gamma}_N^2 \rightarrow 0} f^\circ(\vec{k}, \vec{k}', E) \equiv -\frac{\mu}{2\pi} \lim_{\bar{\Gamma}_N^2 \rightarrow 0} \langle \vec{k} | r^\circ | \vec{k}' \rangle.$$

/3.3/

Из сравнения /3.1/ с /3.2/ следует, что при $4\kappa E \ll 1$, т.е. при $E \ll 0,1 \text{ ГэВ}$ выполняется приближенное равенство

$$f_{\text{point}}^\circ(\vec{k}, \vec{k}', E) \approx f_0^\circ(\vec{k}, \vec{k}', E).$$

/3.4/

При $E > 0,1 \text{ ГэВ}$ равенство /3.3/ нарушается - сложная структура нуклонов проявляется в зависимости функций S и AS^* от γ и в экспоненциальных множителях. На рис. 1-3 изображены

* См. Приложение.

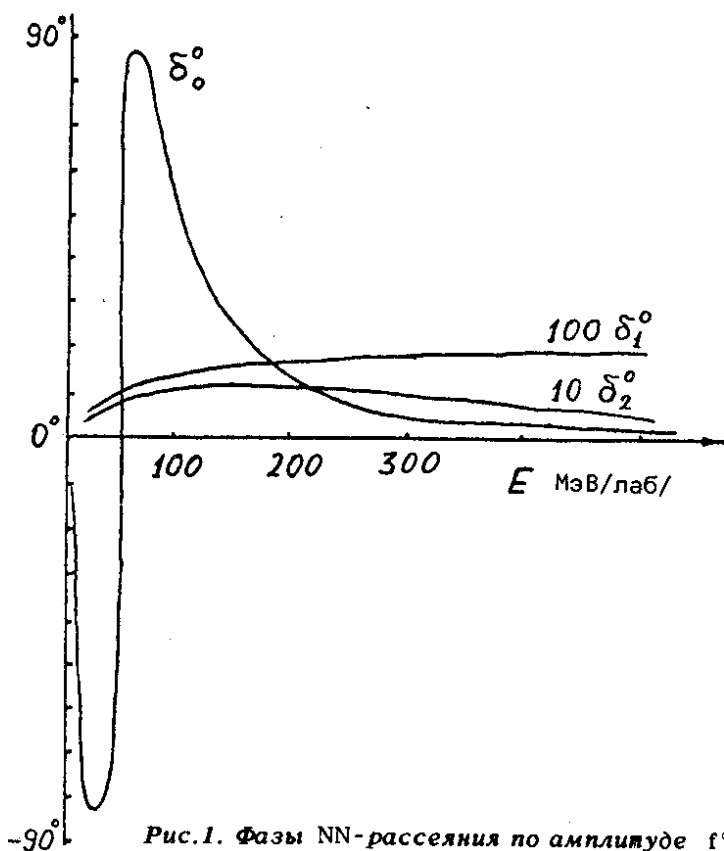


Рис.1. Фазы NN-рассеяния по амплитуде $f_0^{\circ}(\vec{k}, \vec{k}', E)$.

фазы, полное и дифференциальные сечения, вычисленные по амплитуде $f_0^{\circ}(\vec{k}, \vec{k}', E)$. Для NN-рассеяния в случае фиксированных кварков характерно поведение S-фазы (δ_0°), меняющей знак при $E = 0,05$ ГэВ /лаб./ . Значения полного (σ°) и дифференциальных сечений ($d\sigma^{\circ}/d\Omega$) в интервале $0,05 < E < 0,7$ ГэВ /лаб./ на порядок выше экспериментальных. Длина рассеяния a_0° и эффективный радиус r_0° , соответственно, равны 2,14 Фм и 1,6 Фм, формула эффективного радиуса

$$k \operatorname{ctg} \delta_0^{\circ} = -\frac{1}{a_0^{\circ}} + \frac{1}{2} r_0^{\circ} k^2 \quad /3.5/$$

верна лишь при $E \ll 0,05$ ГэВ /лаб./.

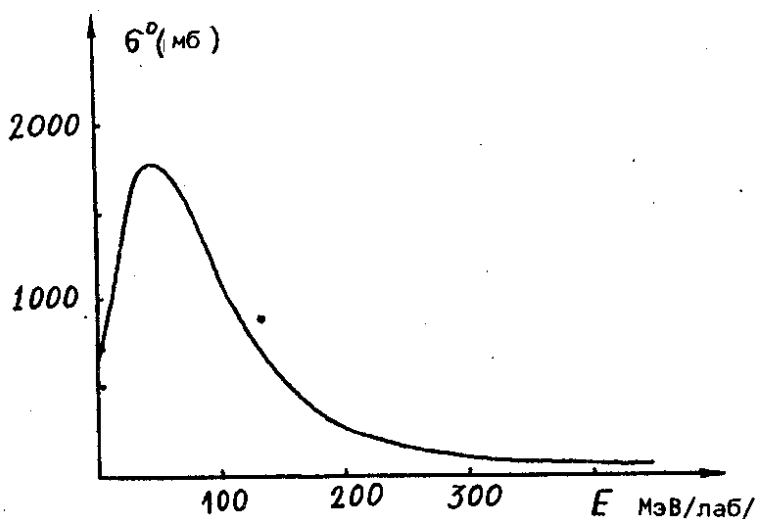


Рис.2. Полное сечение NN-рассеяния по амплитуде $f_0^0(\vec{k}, \vec{k}', E)$.

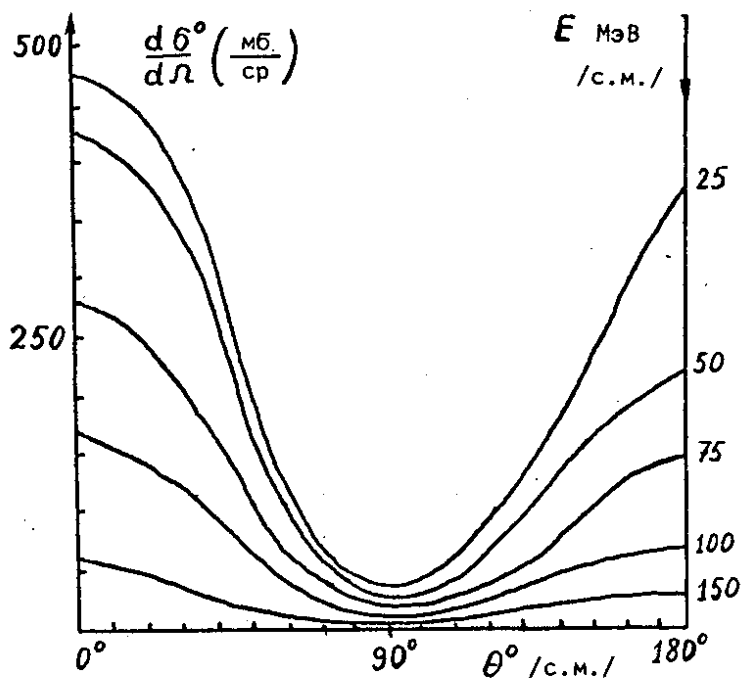


Рис.3. Дифференциальное сечение NN-рассеяния по амплитуде $f_0^0(\vec{k}, \vec{k}', E)$.

На рис. 4 и 5 изображены S-волновые фаза и полное сечение NN-рассеяния, вычисленные по амплитуде $f(\vec{k}, \vec{k}', z) = -\frac{\mu}{2\pi} \langle \vec{k}' | \hat{T} | \vec{k} \rangle$. Длина рассеяния и эффективный радиус, соответственно, равны 1,25 Фм и 3,06 Фм. Сравнение рис. 1-3 с рис. 4 и 5 указывает на существенное отличие картин NN-рассеяния, воспроизведенных по амплитудам $f_0^o(\vec{k}, \vec{k}', z)$ /кварки фиксированы в нуклонах/ и $f(\vec{k}, \vec{k}', z)$ /движение кварков в нуклонах учтено/.

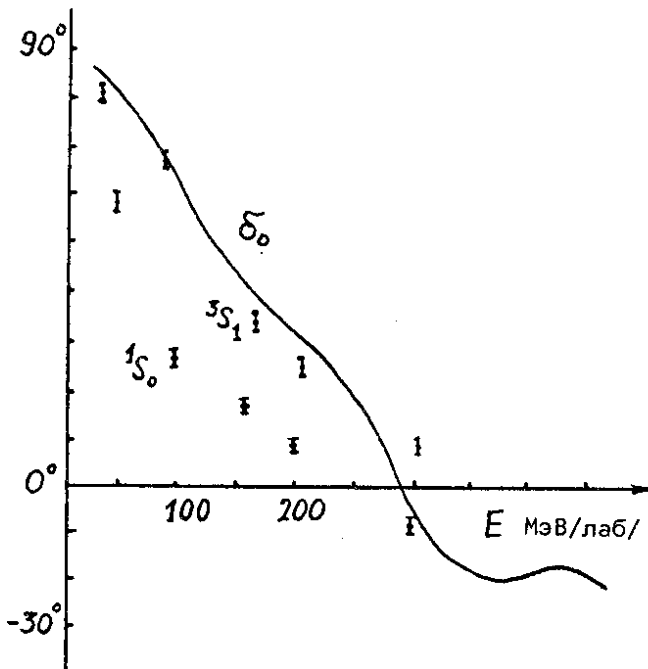


Рис.4. S-фаза NN-рассеяния - сплошная кривая, \bullet - экспериментальные значения 1S_0 и 3S_1 фаз NN-рассеяния.

§ 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Несомненно, что для реального рассмотрения NN-рассеяния необходимо учесть детально все свойства симметрии данной шестикварковой системы.

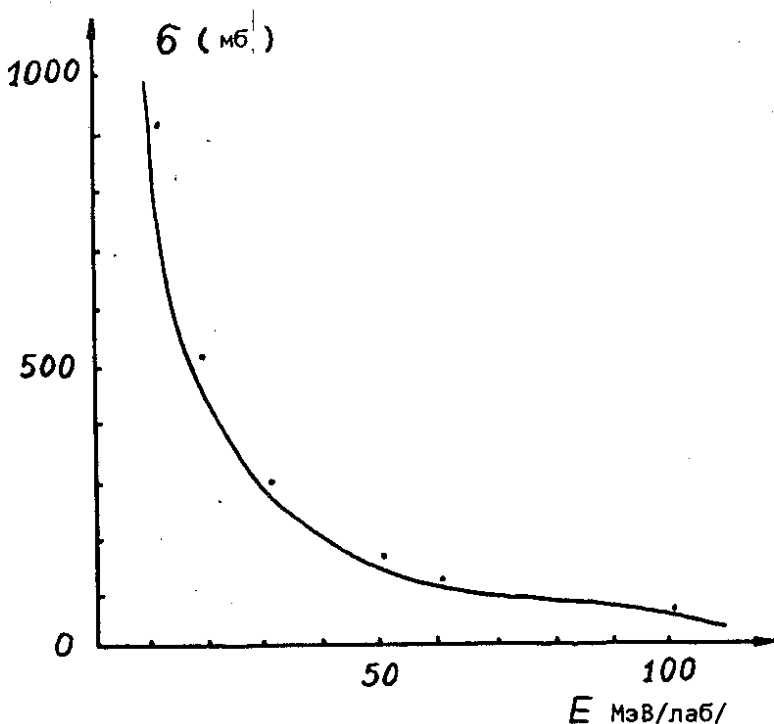


Рис.5. Полное сечение NN-рассеяния - сплошная кривая, точки - экспериментальные значения полного сечения пр-рассеяния.

Настоящую работу следует считать лишь первым шагом в динамическом описании рассеяния в рассматриваемой системе шести тел.

В рамках предложенной модели можно естественным образом учесть вклад других трехкварковых состояний, аппроксимируя гамильтониан H_c оператором соответствующего ранга. Как видно, подобная аппроксимация существенно упрощает решение уравнения /2.5/, что вместе с промежуточными, вполне разумными приближениями /2.14/, /2.16/ позволяет получить NN-амплитуду в явном виде. Последнее обстоятельство дает принципиальную возможность исследовать аналитические свойства нуклон-нуклонной t -матрицы и вычислить ядерный потенциал, исходя лишь из кварк-кварковых потенциалов.

В заключение авторы выражают искреннюю благодарность акад. Л.Д.Фаддееву, проф. И. Де-Сварту и Е.Вжещонко за внимание к работе.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Как и авторы работ ^{/2,5,8,14/}, мы считали, что волновая функция кварков, образующих нуклон, имеет вид

$$\chi_1(\mathbf{x}_1) = \frac{\pi}{2\sqrt{3}} r_0^2 e^{-(3r_{23}^2 + 2r_{123}^2)/r_0^2},$$

где $r_0 = 1.96 \text{ Фм}$, $r_0^2 = 6\bar{\Gamma}_N^2$, $\bar{\Gamma}_N^2$ - среднеквадратичный радиус нуклона.

Функции $\phi_m(\mathbf{x}_1, \mathbf{x}_2, \vec{k})$ в нашем случае имеют вид

$$\phi_m(\mathbf{x}_1, \mathbf{x}_2, \vec{k}) = \prod_{\substack{\ell = 23, 123, \\ 56, 456}} e^{i\alpha_m^\ell(\vec{r}_\ell, \vec{k})},$$

где числовые множители α_m^ℓ выражаются через элементы матрицы W.

$$W_{\ell(ij)} = \begin{array}{ccccccccc} 0 & 0 & 0 & \frac{1}{2} & \frac{1}{2} & \frac{1}{2} & -\frac{1}{2} & -\frac{1}{2} & -\frac{1}{2} \\ \frac{2}{3} & \frac{2}{3} & \frac{2}{3} & -\frac{1}{3} & -\frac{1}{3} & -\frac{1}{3} & -\frac{1}{3} & -\frac{1}{3} & -\frac{1}{3} \\ 0 & -\frac{1}{2} & \frac{1}{2} & 0 & -\frac{1}{2} & \frac{1}{2} & 0 & -\frac{1}{2} & \frac{1}{2} \\ -\frac{2}{3} & \frac{1}{3} & \frac{1}{3} & -\frac{2}{3} & \frac{1}{3} & \frac{1}{3} & -\frac{2}{3} & \frac{1}{3} & \frac{1}{3} \end{array}$$

$\ell = 23, 123, 56, 456$, $(ij) = (14), (15), (16), (24), (25), (26), (34), (35), (36)$,

$\alpha_m^\ell = W_{\ell(ij)}$, $m = j + 3(i - 2)$, $i = 1, 2, 3$, $j = 4, 5, 6$.

Функции $S(\vec{k}, \vec{k}', z, 0)$ и $AS(\vec{k}, \vec{k}', z, 0)$ имеют вид:

$$\begin{aligned}
\vec{S}(\vec{k}, \vec{k}', z, 0) = & \{\lambda g(\vec{k})g^*(\vec{k}')[(1+8a)(1+9\bar{a}) - 72b\bar{b}] + \\
& + \bar{\lambda} \bar{g}(\vec{k})\bar{g}^*(\vec{k}')[(1+8\bar{a})(1+9a) - 72b\bar{b}] - \\
& - \lambda g(\vec{k})\bar{g}^*(\vec{k}')\bar{b} - \bar{\lambda} \bar{g}(\vec{k})g^*(\vec{k}')b\} / c,
\end{aligned}$$

$$c = (1+9a)(1+9\bar{a}) - 81b\bar{b},$$

$$AS(\vec{k}, \vec{k}', z, 0) = S(\vec{k}, \vec{k}', z, 0) - \lambda g(\vec{k})g^*(\vec{k}') - \bar{\lambda} \bar{g}(\vec{k})\bar{g}^*(\vec{k}'),$$

$$a = X_{11}(0,0,z), \quad b = X_{91}(0,0,z), \quad \bar{a} = X_{99}(0,0,z), \quad \bar{b} = X_{19}(0,0,z).$$

ЛИТЕРАТУРА

1. Abbe W.J. *Phys.Rev.*, 1977, D12, p. 2261.
2. Greenberg O.W., Nelson C.A. *Phys.Reports*, 1977, C32, p. 69.
3. Gottfried K. *Proceeding of the 1977 International Symposium of Lepton and Photon Interaction at High Energies, Hamburg Ed. F.Gutbrod (DESY, 1977)*, p. 667.
4. Kokkedee J.J. *The Quark-Model* (Benjamin, New York, 1969).
5. Franklin J. *Phys.Rev.*, 1977, D1, p. 21.
6. Feynman R.P. *Photon-Hadron Interaction* (Benjamin, New York, 1972).
Биленький С.М. ОИЯИ, 2-9026, Дубна, 1975.
7. Hason G. SLAC-PUB-2118, 1978, Feldman G., Perl M. *Phys.Reports*, 1977, C33, p. 285. Wiik B., Wolf G. *DESY, Preprint 78/23*.
8. Thacker W.C. *Phys.Rev.*, 1971, D3, p. 2774.
9. De Tar C. *Phys.Rev.*, 1978, D17, p. 302.
10. Mitra A.N. *Phys.Rev.*, 1978, D17, p. 729.
11. Бабуцидзе Т.Д., Мачабели И.З. *Труды ТГУ*, 1975, А10, с. 85.
12. Mulders P.J.C. et al. *Phys.Rev.Lett.*, 1978, 40, p. 1543.
13. Kisinger M.B. *University of Chicago report EFI 78/15*, 1978.
14. Беллев В.Б., Вжеционко Е. *ЯФ*, 1978, т. 28, вып. 2/8/, с. 392.
15. Jhung K.S., Chung K.H., Willey R.S. *Phys.Rev.*, 1975, D12, p. 1999.
16. Harrington B.J., Parkland S.Y., Yildiz A. *Phys.Rev.Lett.*, 1975, 34, p. 168.

17. *Deiji Ono. Phys.Rev., 1974, D9, p. 2005.*
18. *Giles R.C., Tye S.H.H. Phys.Rev., 1977, D16, p. 1079.*
19. *Cutkosky R.E., Hendrick R.E. Phys.Rev., 1977, D16, p. 2902.*
20. *Feynman R.P. Phys.Rev., 1971, D3, p. 2706.*
21. *Канторович Л.В., Крылов В.И. Приближенные методы высшего анализа. "Наука", М., 1962.*

*Рукопись поступила в издательский отдел
11 июля 1979 года.*