

С 346.2Г  
Б-125

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

3/III-67

P4 - 3135



В.В. Бабилов, В.С. Киселев

ОПИСАНИЕ УПРУГОГО  
НУКЛОН-НУКЛОННОГО РАССЕЯНИЯ  
В МЕЗОННОЙ МОДЕЛИ ЯДЕРНЫХ СИЛ

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ  
ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

1967.

Описание упругого нуклон-нуклонного рассеяния  
в мезонной модели ядерных сил

На основе предположения, что внешняя область ядерных сил определяется обменом наиболее легкими  $\pi$ ,  $\eta$ ,  $\rho$ ,  $\omega$ ,  $\sigma$  мезонами, рассчитываются фазы упругого нуклон-нуклонного рассеяния с орбитальными моментами  $L \geq 1$  для интервала энергий  $E_{lab} \leq 330$  Мэв. Зависимость потенциалов от скорости учитывается в борновском приближении. Найдены значения констант связи мезонов с нуклоном, приводящие к удовлетворительному описанию экспериментальных  $P$ ,  $D$ ,  $F$ ,  $G$  фаз рассеяния. Показано, что эти значения согласуются с величинами констант связи, определенными из других экспериментальных данных.

Препринт Объединенного института ядерных исследований.  
Дубна, 1967.

Description of Elastic NN-Scattering in Meson Model of  
Nuclear Forces

The phase shifts of elastic NN-scattering with the orbital momenta  $L \geq 1$  for the energy range of  $E_{lab} \leq 330$  MeV are calculated on the basis of an assumption that the external region of nuclear forces is determined by the exchange of the lightest  $\pi$ ,  $\eta$ ,  $\rho$ ,  $\omega$ ,  $\sigma$  mesons. The momentum dependence of the potentials is calculated in the Born approximation. The constants of meson-nucleon coupling are found which lead to a satisfactory description of experimental  $P, D, F, G$  scattering phase shifts. It is shown that these values agree with that of the coupling constants, determined from other experimental data.

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

P4 - 3135

В.В. Бабиков, В.С. Киселев

ОПИСАНИЕ УПРУГОГО  
НУКЛОН-НУКЛОННОГО РАССЕЯНИЯ  
В МЕЗОННОЙ МОДЕЛИ ЯДЕРНЫХ СИЛ

Объединенный институт  
ядерных исследований  
БИБЛИОТЕКА

4824/1, мф.

Предполагается, что внешняя область ядерных сил ( $r \geq 0,5$  ф) наиболее существенная для описания P, D, F, G и высших фаз упругого нуклон-нуклонного рассеяния, может быть представлена потенциалом, отвечающим обмену несколькими самыми легкими мезонами. Этот потенциал, как известно, является зависящим от скорости<sup>/1-3/</sup> и содержит пять членов различной спиновой структуры<sup>/1,2/</sup>. До сих пор наиболее полные расчеты фаз рассеяния были проведены со статической частью мезонных потенциалов<sup>/4/</sup>. По мере качества следующего шага к построению действительного потенциала мы ушли зависимость от импульса в борновском приближении и опустили для упрощения задачи спин-импульсный член  $V_{\sigma\rho}(r, \vec{p}^2)^{1,2/}$ . В результате исследуемый потенциал имел вид ( $m_N$  — масса нуклона,  $k^2/m_N$  — энергия в системе центра масс двух нуклонов)

$$V(r, k^2) = V_c(r, k^2) + V_\sigma(r, k^2)(\vec{\sigma}_1 \vec{\sigma}_2) + V_T(r, k^2)S_{12} + V_{LS}(r, k^2)(\vec{L} \vec{S}) + (\vec{r}_1 \vec{r}_2) [V_c + V_\sigma(\vec{\sigma}_1 \vec{\sigma}_2) + V_T S_{12} + V_{LS}(\vec{L} \vec{S})]. \quad (1)$$

Учитывался обмен следующими мезонами: псевдоскалярными  $\pi$  ( $m_\pi = 135$  Мэв) и  $\eta$  ( $m_\eta = 3,8 m_\pi$ ), векторными  $\rho$  ( $m_\rho = 5,4 m_\pi$ ) и  $\omega$  ( $m_\omega = 5,8 m_\pi$ ) и одним гипотетическим скалярным нейтральным  $s_0$ -мезоном. Соответствующий гамильтониан взаимодействия нуклона с мезонами содержит ряд параметров — констант связи:

$$(4\pi)^{-1/2} \bar{N} \gamma_5 \vec{r} N \vec{\pi} + g_\eta \bar{N} \gamma_5 N \eta + g_\rho \bar{N} \gamma_\lambda \vec{r} N \vec{\rho}_\lambda + \frac{f_\rho}{2m_\rho} \bar{N} \sigma_{\lambda\nu} \vec{r} N (\partial_\nu \vec{\rho}_\lambda - \partial_\lambda \vec{\rho}_\nu) + g_\omega \bar{N} \gamma_\lambda N \omega_\lambda + g_s \bar{N} N s_0. \quad (2)$$

Как хорошо известно из анализа электромагнитных формфакторов нуклона, константа тензорной связи  $\omega$ -мезона ( $f_\omega$ ) мала и поэтому не включалась в рассмотрение. Таким образом, потенциал (1) содержит семь параметров, связанных с мезонами (шесть констант связи и массу скалярного мезона  $m_\sigma$ ). При этом две константы связи, а именно пинновая  $g_\pi$  и константа векторной связи  $\rho$ -мезона, известны довольно точно:  $g_\pi^2 = 12-14$ ,  $g_\rho^2 = 0,8-0,7$ <sup>/3/</sup>. Все эти параметры простым образом<sup>/1,2/</sup> входят в потенциал (1). В качестве примера приведем член центрального взаимодействия, отвечающий обмену  $\omega$ -мезоном

$$V_\sigma(r, k^2) = V_\sigma^{(1)}(r) + \frac{k^2}{m_N^2} V_\sigma^{(2)}(r),$$

$$V_\sigma^{(1)}(r) = g_\omega^2 \left( 1 + \frac{1}{2} \frac{m_\omega^2}{m_N^2} + \frac{1}{64} \frac{m_\omega^4}{m_N^4} \right) \frac{e^{-m_\omega r}}{r}, \quad (3)$$

$$V_\sigma^{(2)}(r) = \frac{3}{2} g_\omega^2 \left( 1 - \frac{1}{2} \frac{m_\omega^2}{m_N^2} - \frac{1}{96} \frac{m_\omega^4}{m_N^4} \right) \frac{e^{-m_\omega r}}{r}.$$

В отличие от центрального  $V_\sigma$  и спин-спинового  $V_\pi$  потенциалов тензорная  $V_T$  и спин-орбитальная  $V_{LS}$  связи сингулярны ( $\sim r^{-3}$ ) в точке  $r=0$ <sup>/1,2/</sup>. Поэтому возникает проблема обрезания потенциалов на малых расстояниях. Так как в настоящей работе мы не рассматриваем S фазы, наиболее чувствительные к поведению потенциалов на малых расстояниях, было просто положено, что при  $r$ , меньших некоторого  $r_0$ , все потенциалы становятся постоянными

$$V(r) = V(r_0), \quad r < r_0. \quad (4)$$

В качестве исходного значения довольно произвольным образом была выбрана величина  $r_0 = 0,5$  ф. Это значение меньше минимального прицельного параметра  $a_L = (L + \frac{1}{2})/k$  для P-волны ( $L=1$ ), соответствующего максимальной рассматриваемой энергии нуклона  $E_{\text{лаб}} = 330$  Мэв ( $k = 1,85$  ф<sup>-1</sup>) и равного  $(a_1)_{\text{min}} = 0,8$  ф. С другой стороны, оно достаточно велико, так как желательно иметь некоторую свободу для возможности описания в дальнейшем S фаз, добавляя необходимое короткодействующее взаимодействие. Таким образом, в анализ был включен дополнительный параметр обрезания потенциала  $r_0$ .

Все параметры потенциала (1) определялись из сравнения рассчитанных P, D, F, G фаз нуклон-нуклонного рассеяния с полученными из фазового анализа экспериментальных данных по pp и pr рассеянию в упругой области

$E_{\text{лаб}} \leq 330 \text{ Мэв}^{/6/}$ . Методика вычислений была следующей. При заданных значениях  $r_0$  и  $m_\pi$  методом наименьших квадратов ( $\chi^2$  критерий) находились значения констант связи, наиболее хорошо описывающие энергетический ход экспериментальных фаз и параметров смешивания (всего 84 экспериментальные точки<sup>/6/</sup>). Расчет велся с использованием уравнений для фазовых функций<sup>/7/</sup>, очень удобных для включения в стандартную программу минимизации благодаря простому алгоритму вычисления производных фаз по константам связи. Поиск минимума величины  $\chi^2$  осуществлялся методом линеаризации<sup>/8/</sup>. Затем процедура повторялась с другим значением массы скалярного мезона. В небольших пределах варьировалась также величина  $r_0$ .

Вычисления для трех значений массы скалярного мезона:  $m_\pi = 3,5 m_\pi$ ,  $5,0 m_\pi$  и  $6,0 m_\pi$  показали, что большие значения  $m_\pi$  позволяют достичь лучшего описания ( $\chi^2 \approx 600$ ), чем малые ( $\chi^2 \approx 1500$ ). С другой стороны, значение  $m_\pi = 5,0 m_\pi$ , по-видимому, более предпочтительно, чем  $m_\pi = 6,0 m_\pi$  ибо в последнем случае величина  $g_\rho^2$  оказывается слишком малой ( $g_\rho^2 = 0,026$ ) по сравнению с ожидаемым значением  $g_\rho^2 = 0,6 - 0,7$ . Все фазы оказались мало чувствительными к небольшим изменениям параметра  $r_0$ , особенно при его увеличении, за исключением  ${}^3P_2$ , описание которой резко ухудшалось при уменьшении  $r_0$ .

С учетом предыдущего наилучшее описание всех фаз ( $\chi^2 = 601$ ) было достигнуто при следующих значениях параметров потенциала

$$\begin{aligned}
 m_\pi &= 5,0 m_\pi, & r_0 &= 0,5 \text{ ф.} \\
 g_\pi^2 &= 17,1 \pm 0,3, & g_\pi^2 &= 12,4 \pm 0,2, \\
 g_\rho^2 &= 0,615 \pm 0,106, & g_\eta^2 &= 0,1, \\
 g_\omega^2 &= 15,4 \pm 0,5, & f_\rho^2 &= 1,80 \pm 0,11.
 \end{aligned}
 \tag{5}$$

Как видно из этой таблицы,  $g_\pi^2$  и  $g_\rho^2$  хорошо согласуются с ожидаемыми значениями. Что касается константы связи  $\eta$  мезона, то она оказалась настолько мало существенной, что могла быть зафиксирована при малом значении или даже быть положена равной нулю. Этот факт находится в согласии с предсказанием, следующим из схемы  $SU(3)$  симметрия сильных взаимодействий.

На рис. 1-9 приведены экспериментальные данные<sup>/8/</sup> и рассчитанные с параметрами (5)  $L \geq 1$  фазы и параметры смешивания упругого нуклон-нуклон-

ного рассеяния (сплошные кривые). Из этих рисунков следует, что данная модель ядерных сил в целом удовлетворительно описывает энергетическую зависимость фаз рассеяния. Исключение составляет параметр смешивания  $\epsilon_3$ , вносящий существенный вклад ( $\chi^2 = 154$ ) в суммарную величину  $\chi^2 = 601$ . Пока мы не можем объяснить причину такого поведения  $\epsilon_3$ , но, возможно, что включение отброшенного спин-импульсного члена потенциала <sup>/1,2/</sup> улучшит описание этого параметра.

Как и ожидалось, вычисленные значения  $^1S_0$  и  $^3S_1$  фаз оказываются завышенными и остаются положительными при больших энергиях. Следовательно, если оставаться в рамках борновского приближения, когда производится замена  $\hat{p}^2 \rightarrow k^2$ , для их описания необходимо включить в центральный потенциал сильное короткодействующее отталкивание. Но, возможно, что в этом не будет необходимости, если учесть зависимость потенциалов от импульса точным образом. С целью выяснения влияния этой зависимости при тех же значениях параметров (5) было положено в потенциалах (3)  $k^2/m^2 = 0$ . Соответствующие значения рассчитанных фаз и параметров смешивания показаны на рис. 1-9 пунктирными кривыми. Видно, что наиболее сильно эффект действия зависящих от скорости потенциалов проявляется в низших по орбитальному моменту состояниях.

Таким образом, при небольшом по сравнению с чисто феноменологическими потенциалами числе параметров, имеющих ясный физический смысл, мезонная модель ядерных сил позволяет удовлетворительно описать  $L \geq 1$  фазы рассеяния в широкой области энергий. Этот факт тем более знаменателен, что три константы связи ( $g_\pi, g_\rho, g_\eta$ ) можно, вообще говоря, считать предварительно определенными.

Авторы благодарны Ом Сан Ха за составление большей части программы вычислений на электронно-счетной машине и И.Н. Силину за полезные обсуждения.

#### Л и т е р а т у р а

1. D. Y. Wong, Nucl. Phys. 55, 212 (1964).
2. В.В. Бабиков, ЯФ, 21, 326 (1965).
3. A. E. S. Green, R. D. Sharma, Phys. Rev. Lett. 14, 380 (1965).

4. R. A. Bryan, B. L. Scott, Phys. Rev. 135, B 434 (1964).
5. J. J. Sakurai, Phys. Rev. Lett. 17, 1021 (1966).
6. R. A. Arndt, M. H. McGregor, Phys. Rev. 141, 873 (1966).
7. В.В. Бабиков. ЯФ 1, 360 (1965).
8. С.Н. Соколов, И.Н. Силин. Преприят ОИЯИ Д-810, Дубна, 1961.

Ру копись поступила в издательский отдел  
24 января 1967 г.



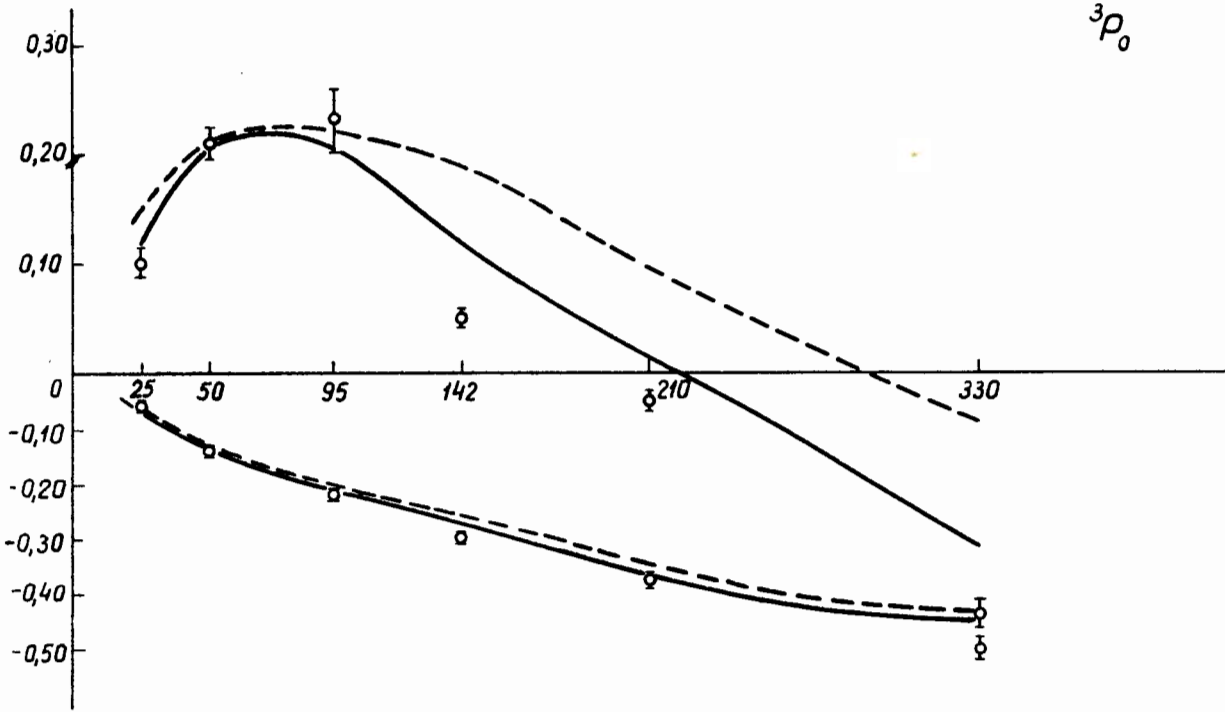


Рис. 1. Экспериментальные данные <sup>16/</sup> и рассчитанные в настоящей работе фазы <sup>3P<sub>1</sub></sup> и параметры смешивания упругого нуклон-нуклонного рассеяния в радианах для области энергий  $E_{\text{лаб}} = 50 - 330$  Мэв. Сплошными кривыми показаны результаты расчета с учетом зависимости потенциалов от скорости в борновском приближении, пунктирными - с исключением зависимости от скорости.

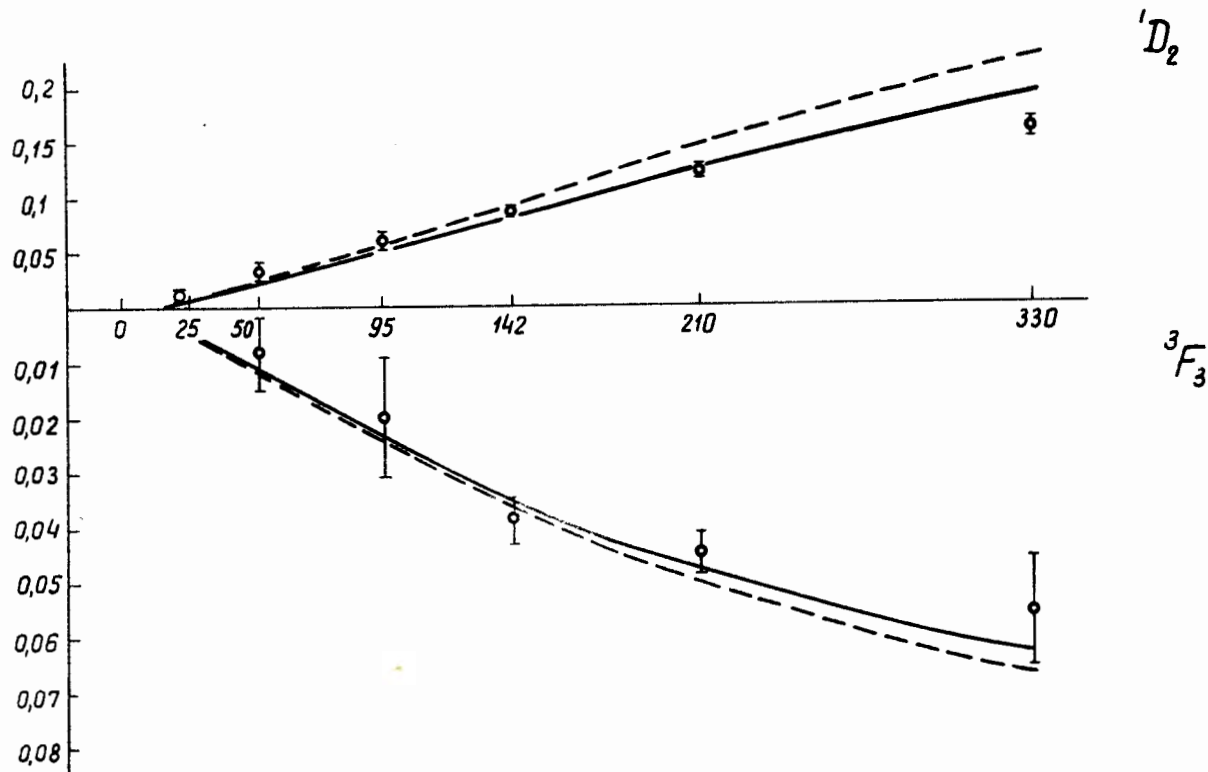


Рис. 2. Экспериментальные данные <sup>16/</sup> и рассчитанные в настоящей работе фазы и параметры смешивания упругого нуклон-нуклонного рассеяния в радианах для области энергий  $E_{\text{лаб}} = 50-330$  Мэв. Сплошными кривыми показаны результаты расчета с учетом зависимости потенциалов от скорости в борновском приближении, пунктирными - с исключением зависимости от скорости.

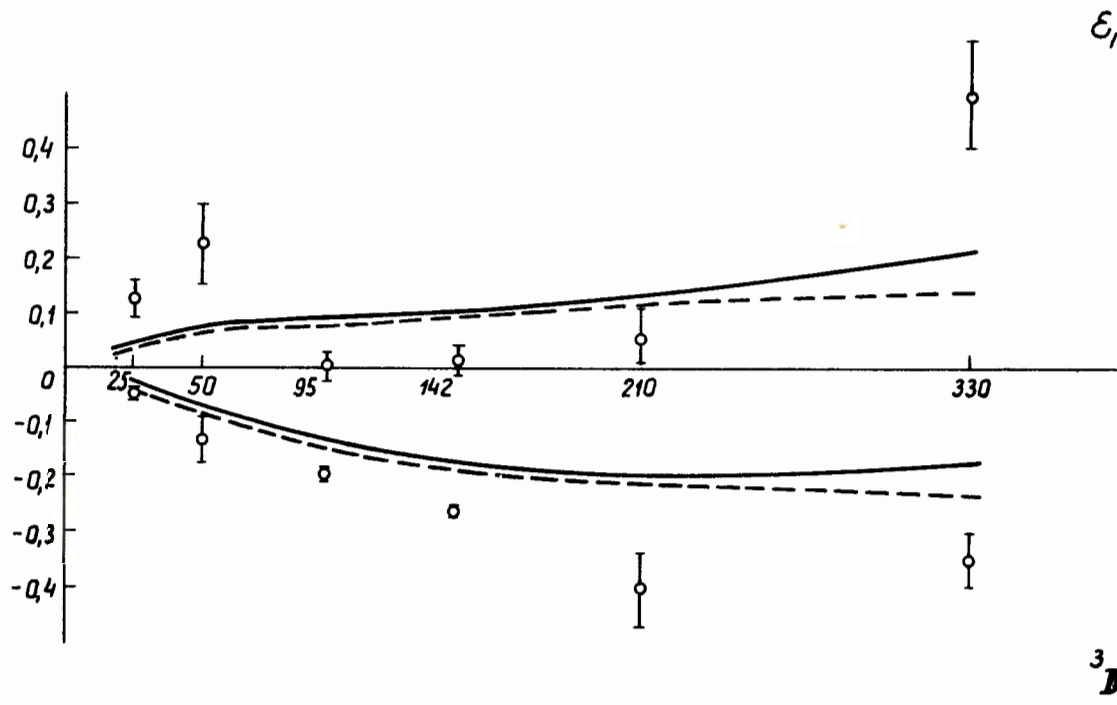


Рис. 3. Экспериментальные данные <sup>6/</sup> и рассчитанные в настоящей работе фазы и параметры смешивания упругого нуклон-нуклонного рассеяния в радианах для области энергий  $E_{\text{лаб}} = 50 - 330$  Мэв. Сплошными кривыми показаны результаты расчета с учетом зависимости потенциалов от скорости в борновском приближении, пунктирными - с исключением зависимости от скорости.

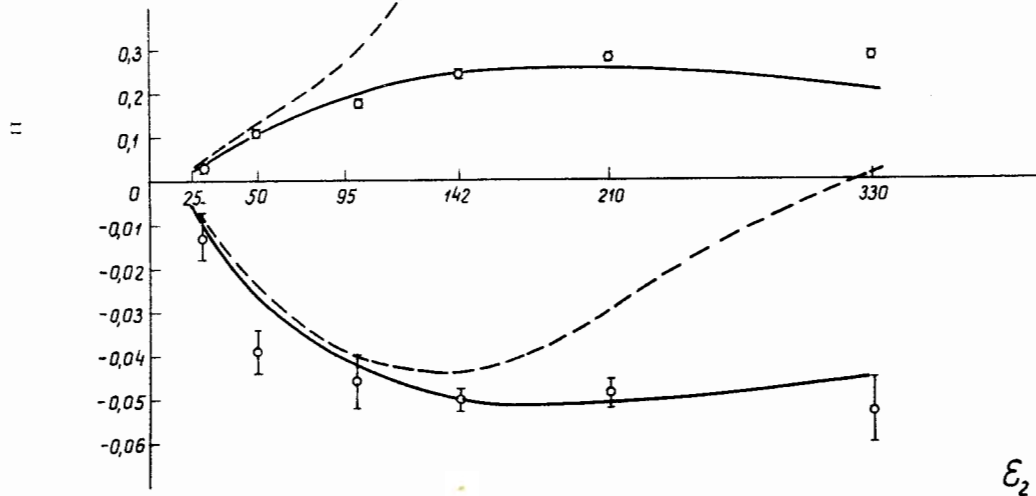


Рис. 4. Экспериментальные данные [6] и рассчитанные в настоящей работе фазы и параметры смешивания упругого нуклон-нуклонного рассеяния в радианах для области энергий  $E_{\text{лаб}} = 50 - 330$  Мэв. Сплошными кривыми показаны результаты расчета с учетом зависимости потенциалов от скорости в борновском приближении, пунктирными - с исключением зависимости от скорости.

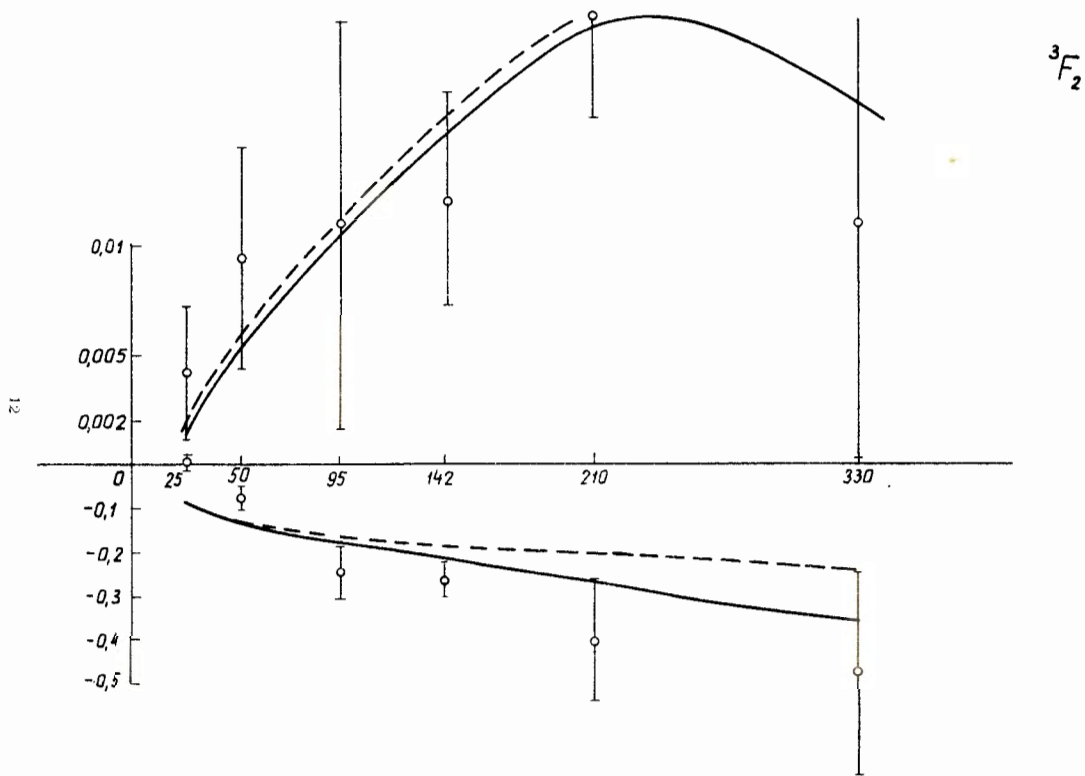


Рис. 5. Экспериментальные данные  ${}^3F_2$  и рассчитанные в настоящей работе фазы и параметры смешивания упругого нуклон-нуклонного рассеяния в радианах для области энергий  $E_{\text{лаб}} = 50-330$  Мэв. Сплошными кривыми показаны результаты расчета с учетом зависимости потенциалов от скорости в борновском приближении, пунктирными - с исключением зависимости от скорости.

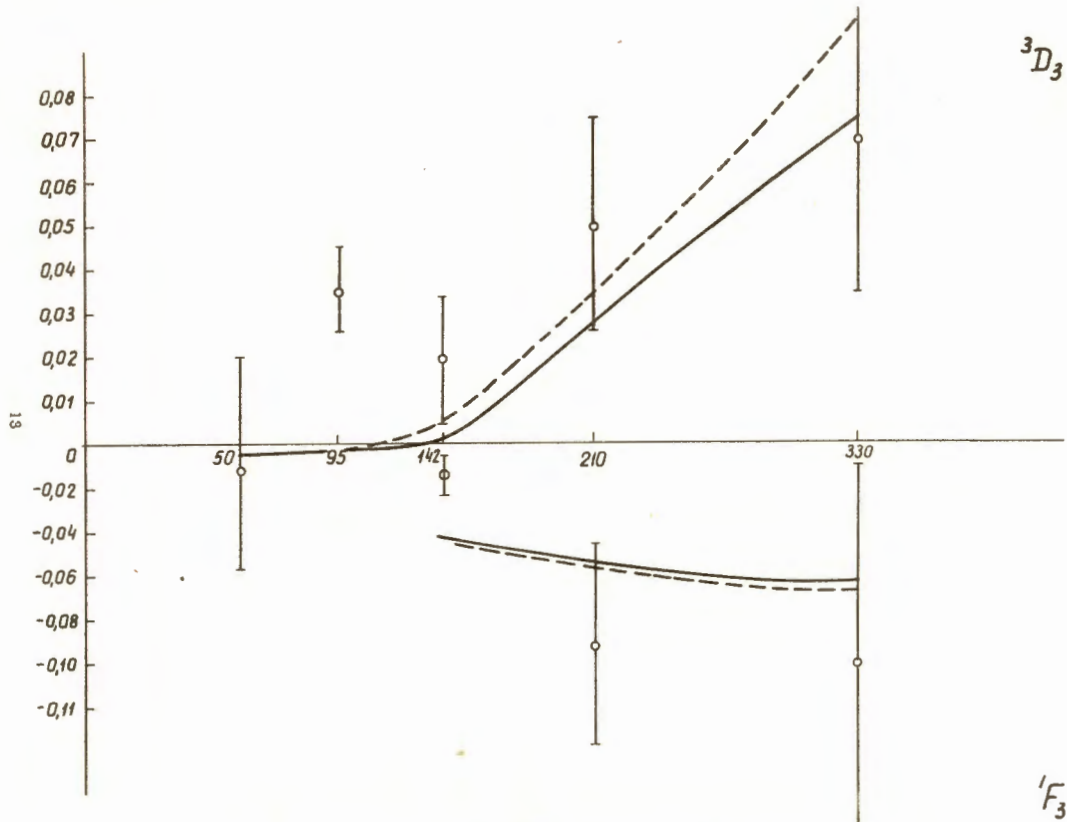


Рис. 6. Экспериментальные данные  ${}^1/8$  и рассчитанные в настоящей работе фазы и параметры смешивания упругого нуклон-нуклонного рассеяния в радианах для области энергий  $E_{\text{лаб.}} = 50-330$  Мэв. Сплошными кривыми показаны результаты расчета с учетом зависимости потенциалов от скорости в борновском приближении, пунктирными - с выключением зависимости от скорости.

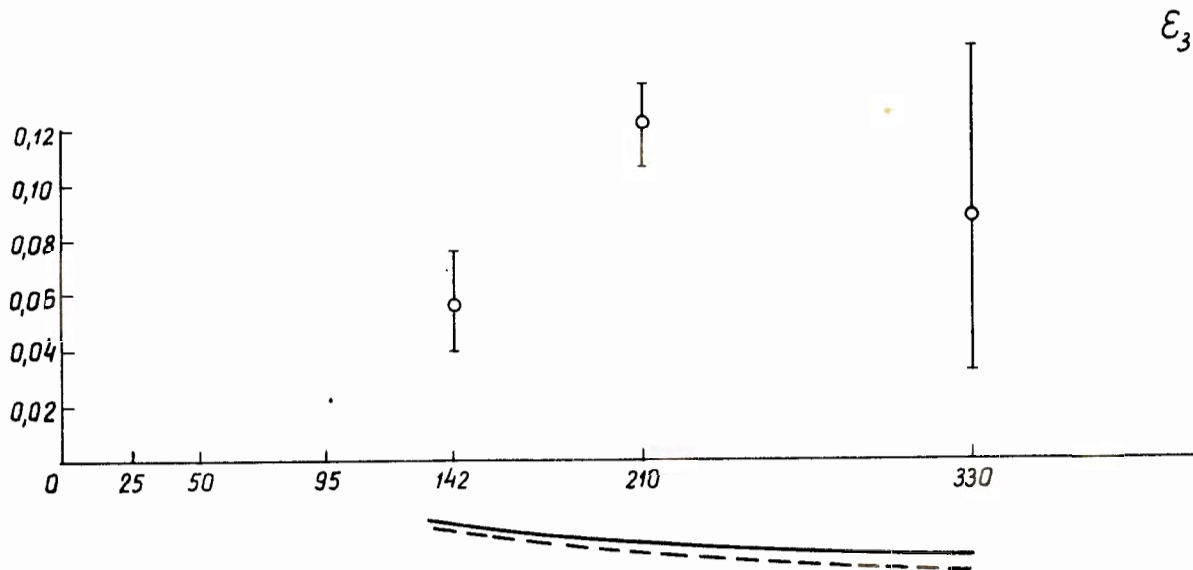


Рис. 7. Экспериментальные данные /6/ и рассчитанные в настоящей работе фазы и параметры смешивания упругого нуклон-нуклонного рассеяния в радианах для области энергий  $E_{\text{лаб}} = 50-330$  Мэв. Сплошными кривыми показаны результаты расчета с учетом зависимости потенциалов от скорости в борновском приближении, пунктирными - с исключением зависимости от скорости.

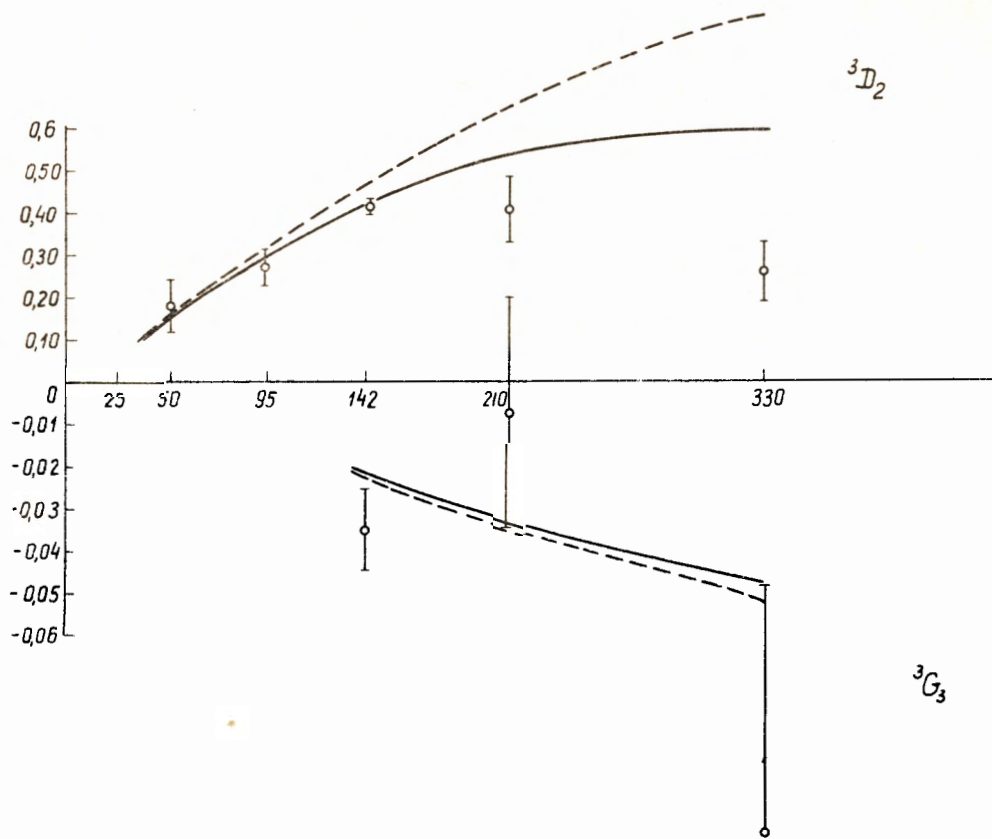


Рис. 8. Экспериментальные данные <sup>16/</sup> и рассчитанные в настоящей работе  ${}^3D_2$  и параметры смешивания упругого нуклон-нуклонного рассеяния в радиалах для области энергии  $E_{\text{д.аб}} = 50 - 330$  Мэв. Сплошными кривыми показаны результаты расчета с учетом зависимости потенциалов от скорости в Борновском приближении, пунктирными - с выключением зависимости от скорости.



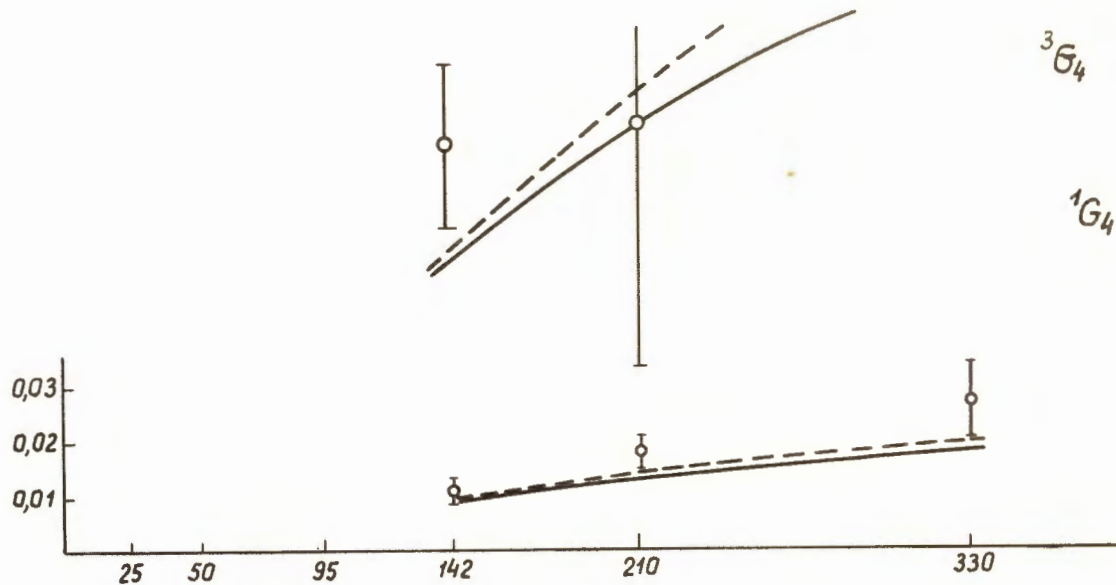


Рис. 9. Экспериментальные данные /6/ и рассчитанные в настоящей работе фазы и параметры смешивания упругого нуклон-нуклонного рассеяния в радианах для области энергий  $E_{\text{лаб}} = 50 - 330$  Мэв. Сплошными кривыми показаны результаты расчета с учетом зависимости потенциалов от скорости в борновском приближении, пунктирными - с исключением зависимости от скорости.