

6  
K-14  
658



Лаборатория ядерных проблем  
Лаборатория теоретической физики

Ю.М. Казаринов, В.С. Киселев  
И.Н. Силин, С.Н. Соколов

D-658

ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОНСТАНТЫ  
P-МЕЗОН-НУКЛОННОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ  
ПО ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫМ СЕЧЕНИЯМ  
УПРУГОГО p-p -РАССЕЯНИЯ

*исээф, 1961, т.41, в.1, с.197.*



Ю.М. Казаринов, В.С. Киселев

И.Н. Силин, С.Н. Соколов

**D - 658**

ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОНСТАНТЫ  
П-МЕЗОН-НУКЛОННОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ  
ПО ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫМ СЕЧЕНИЯМ  
УПРУГОГО p-p -РАССЕЯНИЯ

920/6 48

БИБЛИОТЕКА  
ИЗДАТЕЛЬСТВО  
1974

А н н о т а ц и я

С целью определения  $f^2$  обработаны данные  $\sigma_{pp}(\vartheta)$  при энергиях 147, 330 и 380 Мэв. Найденные значения  $f^2$  при  $E = 147$  и 380 Мэв не противоречат величине  $f^2 = 0,08$ .  $\sigma_{pp}(\vartheta)$  при энергии 330 Мэв удовлетворительно согласовать со значением  $f^2 = 0,08$  не удается.

Анализ экспериментальных данных по рассеянию нейтронов протонами <sup>/1/</sup> показал, что дифференциальное сечение  $\sigma_{np}(\vartheta)$  в широком интервале энергий от 90 до 630 Мэв в пределах ошибок эксперимента, по-видимому, не противоречит величине перенормированной константы П-мезон-нуклонного взаимодействия  $f^2 = 0,08$ . В связи с тем, что подобное исследование данных о рассеянии протонов протонами может дать интересные результаты, была проведена аналогичная обработка  $\sigma_{pp}(\vartheta)$  при энергиях 147<sup>/2/</sup>, 330<sup>/3/</sup> и 380<sup>/4/</sup> Мэв. Следует заметить, однако, что использование  $\sigma_{pp}(\vartheta)$  для определения  $f^2$  способом, примененным в <sup>/1/</sup>, сильно затруднено благодаря необходимости учитывать кулоновское рассеяние. Введение же поправок на кулоновское рассеяние заметно понижает точность экспериментальных данных, особенно в области малых углов, и, кроме того, возможно только после проведения фазового анализа. В настоящее время необходимые сведения о фазовых сдвигах в упругом /р-р/ рассеянии известны только для энергий 310<sup>/5/</sup> и 150<sup>/6/</sup> Мэв. Это обстоятельство и определило выбор данных для обработки.

Учет кулоновских эффектов проводился методом, предложенным в <sup>/5/</sup>. Для этого  $\bar{R}$  - матрица представляется в виде:

$$\bar{R} = \bar{S} - 1 = \bar{S} - S_c + S_c - 1 = \bar{\alpha} + R_c.$$

$\bar{\alpha}$  - матрица, элементы которой выражаются через полные фазовые сдвиги  $\delta$  / „total bar shifts“ / и фазовые сдвиги чисто кулоновского рассеяния  $\Phi_e$ ,  
 $R_c$  - матрица кулоновского рассеяния.

Матричные элементы  $\alpha$ , определяющие амплитуду рассеяния, записывались в виде:

$$\alpha_l = e^{2i\delta_l} - e^{2i\Phi_l} \approx (1 + 2i\Phi_l)(e^{2i\delta_l} - 1)$$

для синглетного рассеяния; для триплетного рассеяния

$$\alpha_{lj} = e^{2i\delta_{lj}} - e^{2i\Phi_l} \approx (1 + 2i\Phi_l)(e^{2i\delta_{lj}} - 1) \quad \text{при } l=j \text{ и}$$

$$M_{11} = f^2 m \left[ \frac{1-x}{x_0-x} \cdot \frac{1}{2} + \frac{1}{2} \frac{1+x}{x_0+x} \right] + \sum_{\text{нечётн. } k} \alpha_k^{11} P_k(x),$$

$$M_{00} = f^2 m \left[ \frac{x}{x_0-x} - \frac{x}{x_0+x} \right] + \sum_{\text{нечётн. } k} \alpha_k^{00} P_k(x),$$

$$M_{1-1} = f^2 m \left[ \frac{1}{2} \frac{1+x}{x_0-x} + \frac{1}{2} \frac{1-x}{x_0+x} \right] + e^{-2i\varphi} \sum_{\text{нечётн. } k} \alpha_k^{1-1} P_k^{(2)}(x),$$

$$M_{ss} = f^2 m \left[ -\frac{1}{x_0-x} + \frac{1}{x_0+x} \right] + \sum_{\text{чётн. } k} \alpha_k^{ss} P_k(x),$$

$$M_{10} = f^2 m \left[ -\frac{\sqrt{2}}{2} \frac{\sin \vartheta}{x_0-x} + \frac{\sqrt{2}}{2} \frac{\sin \vartheta}{x_0+x} \right] + e^{-i\varphi} \sum_{\text{нечётн. } k} \alpha_k^{10} P_k^{(1)}(x),$$

$$M_{01} = f^2 m \left[ -\frac{\sqrt{2}}{2} \frac{\sin \vartheta}{x_0-x} + \frac{\sqrt{2}}{2} \frac{\sin \vartheta}{x_0+x} \right] + e^{i\varphi} \sum_{\text{нечётн. } k} \alpha_k^{01} P_k^{(1)}(x).$$

$m$  - масса кулона.

Подставив  $M_{ik}$  в /2/ и /3/, получим

$$P(\vartheta) \sigma_{pp}(\vartheta) = \sin \vartheta \sum_{n=1}^{n_{\max}} c_n x^{2n-1}, \quad /4/$$

$$\sigma_{pp}(\vartheta) = f^4 b^2 \left[ \frac{1}{(x_0-x)^2} + \frac{1}{(x_0+x)^2} \right] + a_2 \left[ \frac{1}{x_0-x} + \frac{1}{x_0+x} \right] + \sum_{n=0}^{n_{\max}} A_n x^{2n} \quad /5/$$

/нормировка та же, что и в /1/ /.

Таким образом, вклад в  $P(\vartheta) \cdot \sigma_{pp}(\vartheta)$  от членов, имеющих особенности при  $\chi = \pm \chi_0$ , действительно отсутствует, а из сравнения /4/, /5/ видно, что максимальные степени  $\chi$  в  $\sigma_{pp}(\vartheta)$  и  $P(\vartheta) \sigma_{pp}(\vartheta)$  отличаются на единицу<sup>x/</sup>. Следовательно, зная угловую зависимость поляризации, можно установить, начиная с каких орбитальных моментов основной вклад в сечение рассеяния дает полюсный член, содержащийся в одномезонной диаграмме. Данные об угловой зависимости  $P(\vartheta) \sigma_{pp}(\vartheta)$ , приведенные в работе /2/, указывают на то, что при энергии 147 Мэв  $n_{\max}$  в выражении /1/ для  $\sigma_{pp}(\vartheta)$ , по-видимому, не превышает двух. С ростом энергии до 315 Мэв на характере  $P(\vartheta) \sigma_{pp}(\vartheta)$  все более и более явно сказывается  ${}^3P_2 - {}^3F_2$ -интерференция<sup>/8/</sup>, и, следовательно,  $n_{\max}$  в этом случае равно трем. Следует заметить, правда, что поляризация  $P(\vartheta) \sigma_{pp}(\vartheta)$  определяется перекрестными произведениями амплитуд  $M_{ik}$  и в связи с этим малые добавки волн с большими  $\ell$  могут проявляться в угловом распределении  $P(\vartheta) \sigma_{pp}(\vartheta)$  более отчетливо, чем в  $\sigma_{pp}(\vartheta)$ .

### Результаты

Результаты обработки представлены в таблице 1. Коэффициенты  $\alpha_1$ , найденные при энергиях 380 и 147 Мэв, дают для  $f^2$  значения  $0,066 \pm 0,014$  и  $0,070 \pm 0,015$  при  $v^2 = \chi^2/\chi^2 = 0,6$  и  $1,6$  и  $n_{\max} = 1$  и  $0$ , соответственно. Эти значения хорошо согласуются с результатами, полученными при обработке  $\sigma_{np}(\vartheta)$  /1/, и не противоречат  $f^2 = 0,08$ . Увеличение  $n_{\max}$  на единицу в обоих случаях меняет  $\alpha_1$  незначительно. Быстро возрастающие с увеличением  $n_{\max}$  ошибки коэффициентов  $\alpha$  и  $A$ , однако, не дают возможности провести обработку данных при больших  $n_{\max}$ . Для  $E = 330$  Мэв коэффициент  $\alpha_1$  получается примерно на порядок большим и  $f^2 = 0,19 \pm 0,02$  /  $n_{\max} = 2$ /. Изменение числа членов в выражении для  $\sigma_{pp}(\vartheta)$  в этом случае также слабо влияет на величину первого коэффициента.

---

x/ Такая же связь существует и в /п-р/ -рассеянии.

Критерий согласия остается постоянным и неудовлетворительным при изменении  $n_{\text{max}}$  в /1/ от двух до четырех /  $v^2 = \chi^2 / \bar{\chi}^2 \approx 3$ /. Попытка удовлетворить экспериментальным данным при фиксированном коэффициенте  $\alpha_1 = f^4 = 0,064$  увеличивает  $v^2$  до 3,9 и, кроме того, дает  $A_{\text{max}} < 0$ . Все это, по-видимому, указывает на то, что в экспериментальных данных  $\sigma_{pp}(v)$  имеются заметные неучтенные ошибки. В самом деле, из сравнения рис.2 и рис.3 видно, что экспериментальные точки при  $E_p = 330$  Мэв имеют значительно больший разброс относительно расчетной кривой, чем при  $E_p = 380$  Мэв. Следует указать, однако, что при обсуждении полученных результатов Л.И. Липидусом было замечено, что резкое изменение коэффициента  $\alpha_1$  при  $E_p = 330$  Мэв может быть вызвано также вкладом в действительную часть амплитуды /p-p/ -рассеяния, происходящим от резкого возрастания сечения образования  $\Pi$ -мезонов в p-p -столкновении вблизи порога реакции /9/ .

Таблица I.

$E_p$ MeV	$\alpha_1 \cdot 10^2 = f^4 \cdot 10^2$	$\alpha_2 \cdot 10^2$	$A_n \cdot 10^2$				$U^2 = \frac{\sum x^2}{\sum x^2}$
			$n=0$	$n=1$	$n=2$	$n=3$	
330 <sup>3/</sup>	3,45±0,49 (418)	-0,48±0,16 (2021)	1,81±0,16 (5125)	-0,18±0,15 (737)	1,23±0,30 (1441)		2,95
	3,72±0,89 (1349)	-0,30±0,10 (22917)	1,00±0,17 (4638)	0,26±0,23 (1844)	0,51±0,9 (2667)	0,6±0,7 (4934)	3,0
	2,46±2,02 (7·10 <sup>3</sup> )	-0,13±0,26 (169·10 <sup>3</sup> )	0,74±0,47 (35·10 <sup>3</sup> )	0,12±0,31 (3,2·10 <sup>3</sup> )	0,51±0,4 (2267)	0,60±0,70 (4934)	3,0
	0,64 фиксирован	0,027±0,012 (360)	0,45±0,22 (78)	-0,48±0,10 (348)	1,42±0,31 (1526)	1,53±0,32 (1036)	3,9
380 <sup>4/</sup>	0,44±0,16 (98)	-0,006±0,07 (535)	0,51±0,013 (63)	0,72±0,002 (68)			0,6
	0,35±0,33 (420)	-0,0005±0,02 (4046)	0,5±0,04 (541)	0,07±0,03 (71,0)	-0,03±0,10 (728)		0,62
147 <sup>2/</sup>	0,50±0,20 (61)	-0,01±0,03 (202)	0,51±0,05 (61)				1,6
	0,76±0,54 (454)	-0,07±0,101 (3489)	0,56±0,16 (787)	0,09±0,17 (224)			

В скобках указаны факторы корреляции III .



В таблице 2 представлены величины  $\cdot f^2$ , полученные при обработке  $\sigma_{pp}(\nu)$  и  $\sigma_{np}(\nu)$  /1/ описанным способом.

Т а б л и ц а 2

Тип взаимодействия	pp	pp	pp	pp	pp	pp
Энергия E Мэв	90	147	330	380	380-400	630
	$0,060 \pm 0,006$	$0,070 \pm 0,015$	$0,19 \pm 0,02$	$0,066 \pm 0,014$	$0,065 \pm 0,007$	$0,044 \pm 0,012$

Из таблицы 2 видно, что во всем интервале энергий от 90 до 630 Мэв /исключая  $E_p = 330$  Мэв/ полученные значения, по-видимому, не противоречат величине 0,08, хотя систематически лежат ниже этой величины.

## Л и т е р а т у р а

1. Н.С. Амаглобели, Ю.М. Казаринов, С.Н. Соколов, И.Н. Силин, ЖЭТФ 39, 948 /1960/.
2. I.N. Palmieri, A.M. Cormack, N.F. Ramsey, R.Wilson. Ann.Phys. 5, 299 (1958).
3. N. Hess. Rev. Mod.Phys. 30, 368 (с 8, F 4) (1958).
4. I.R. Holt, I.C. Kluyver, I.A. Moir, Proc. Phys.Soc. 71, 758 (1958).
5. H.P. Stapp, T.I. Ipsilantis, N. Metropolis. Phys.Rev. 105, 302 (1957).
6. И.М. Гельфанд, А.Ф. Грашин, Л.Н. Иванова, ИТЭФ АН СССР, препринт /1960/.
7. M. Cini, S. Fubini, A. Stanghelini. Phys.Rev. 114, 1633 (1959).
8. O. Chamberlain, E. Segre, R.D. Tripp, Wiegand, T. Ipsilantis. Phys.Rev. 105, 288 (1957).
9. Л.И. Липидус, Чжоу Гуан-чжао, ЖЭТФ, 39, 112.

Работа получена 20 января 1961 г.

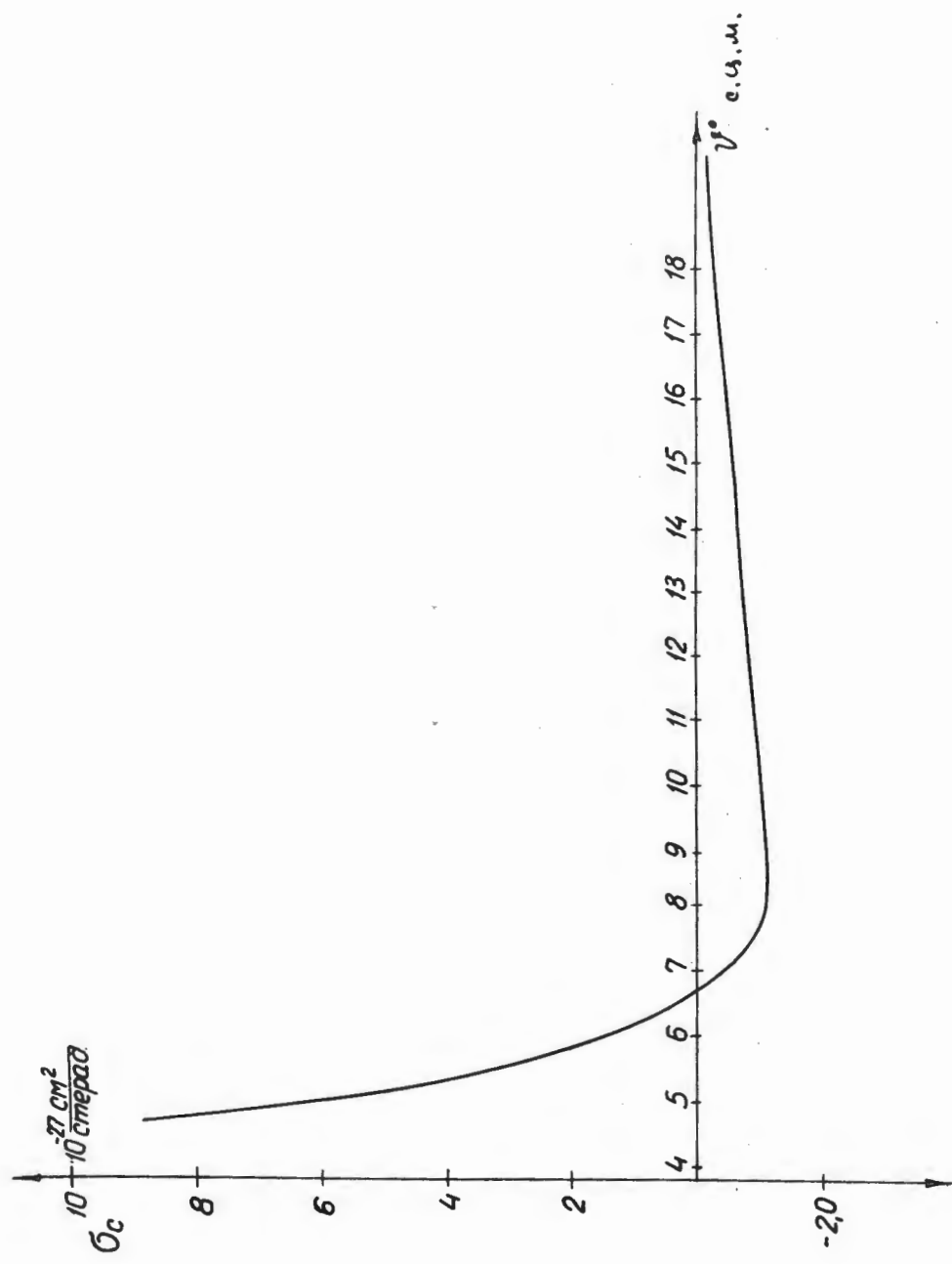


Рис. 1 Зависимость поправок на кулоновское рассеяние от угла рассеяния ( $E_p = 380$  МэВ).

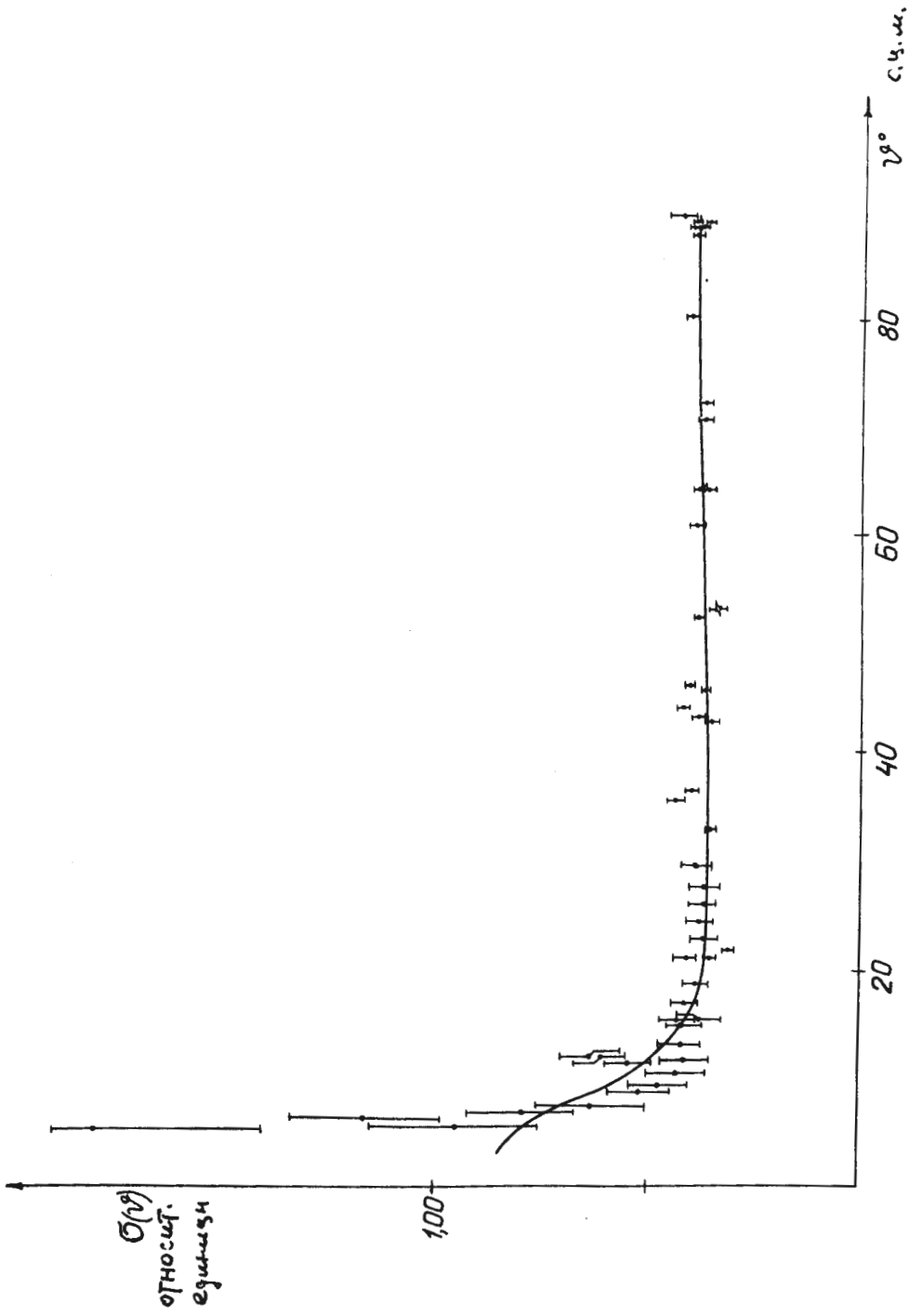


Рис. 2. Зависимость ядерной части  $\sigma(\nu)$  от угла рассеяния при  $E_p = 330$  мев.  
Сплошная кривая рассчитана по формуле 1.

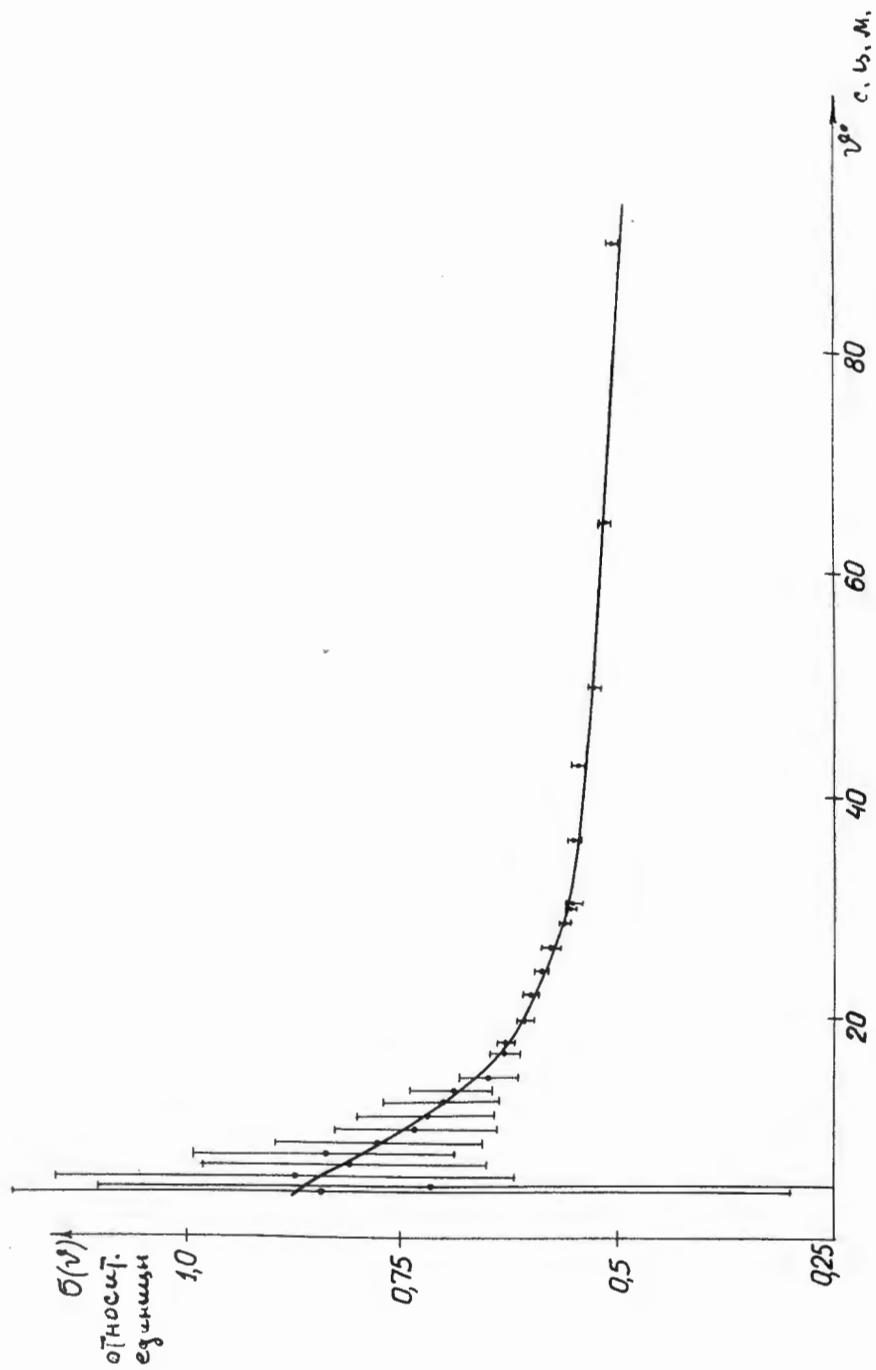


Рис. 3. Зависимость ядерной части  $\sigma(\nu)$  от угла рассеяния при  $E_p = 380$  мев  
Сплошная кривая рассчитана по формуле 1.