

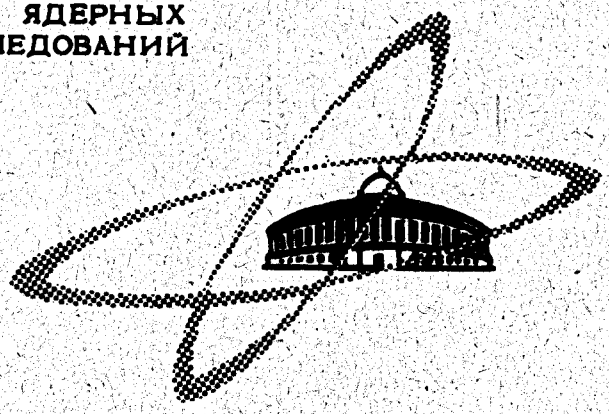
ЖЭТФ, 1970, т. 59, кн. 4, с. 1049-1055. 13/IV-70

Б-611

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна.

P1 - 4960



ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

С.И. Биленькая, Л.Н. Глonti, Ю.М. Казаринов,  
В.С. Киселев

ИЗМЕРЕНИЕ ПАРАМЕТРА ВОЛЬФЕНШТЕЙНА А  
В p-n РАССЕЯНИИ  
ПРИ ЭНЕРГИИ 605 МЭВ

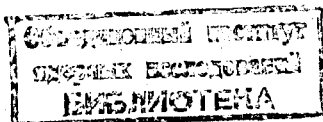
1970

P1 - 4960

С.И. Биленькая, Л.Н. Глonti, Ю.М. Казаринов,  
В.С. Киселев

ИЗМЕРЕНИЕ ПАРАМЕТРА ВОЛЬФЕНШТЕЙНА А  
В p-n РАССЕЯНИИ  
ПРИ ЭНЕРГИИ 605 МЭВ

Направлено в ЖЭТФ



## Summary

The Wolfenstein parameter  $A$  and the polarization  $P$  have been measured in 605 MeV  $p-n$  scattering at the angles of  $55^\circ$ ,  $78^\circ$ ,  $94^\circ$  and  $125^\circ$  (c.m.s.) The experiment has been planned by using two sets of phase shifts from the phase shift analysis of 630 MeV  $NN$ -scattering (see Fig.1) with the purpose of cancelling out its ambiguity.

The measurements have been carried out with the longitudinally polarized proton beam from the Dubna synchrocyclotron. The spin state of the scattered beam at  $CD_2$  and  $CH_2$  targets was analysed by scattering on carbon plates placed inside optical spark chambers (Fig.2).

Information from spark chambers was treated by the maximum likelihood method. The obtained results (Table 1) were used for refining the phase shift analysis<sup>/7/</sup>. It turned out that the whole amount of experimental data at 600-650 MeV is described by the refined phase shifts sets II and III from ref.<sup>/7/</sup> with  $\chi^2 = 250.9$  and  $\bar{\chi}^2 = 203.8$  and  $\bar{\chi}^2 = 191$ . By using the  $r$ -criterion<sup>/15,16/</sup> the probability of the first order error has been estimated with the solution with a larger  $\chi^2$  dropped. The probability turned out to be smaller than 0.001%. Table 2 presents the refined phase shift sets.

Амплитуда неупругого рассеяния нуклонов нуклонами при энергиях 50+400 Мэв определена в рамках фазового анализа однозначно <sup>/1/</sup>. Выше порога мезонообразования, когда этот процесс начинает играть существенную роль в N-N взаимодействии, ближайшим к области однозначности и экспериментально наиболее хорошо изученным является интервал энергий 600+650 Мэв. Фазовый анализ, отнесенный к энергии 630 Мэв и справедливый, строго говоря, в рамках определенных предположений относительно способа учета неупругих процессов, проводился здесь неоднократно <sup>/2,3,4/</sup>. По мере накопления данных в соответствии с намеченной ранее программой <sup>/5/</sup> и введения статистических критериев отбора <sup>/6/</sup>, более жестких, чем  $\chi^2$ -критерий, число решений непрерывно сокращалось. В настоящее время известны два набора фазовых сдвигов, одинаково хорошо описывающих результаты экспериментов <sup>/7/</sup>. Эти наборы дали возможность спланировать дальнейшие опыты с целью устранения имеющейся неоднозначности. Среди них измерение параметра Вольфенштейна  $A$  в p-p-рассеянии выделяется тем, что уг-

ловые зависимости этого параметра, вычисленные на основе указанных наборов фазовых сдвигов, заметно отличаются друг от друга (рис. 1). Это обстоятельство, а также то, что ранее этот параметр в исследуемом энергетическом интервале не измерялся, послужили причиной проведения эксперимента, описание которого приводится ниже.

### Постановка опыта

Угловое распределение  $I_2$  и поляризация  $\langle \vec{\sigma} \rangle_1$  пучка частиц со спином  $1/2$  после рассеяния на неполяризованной мишени со спином  $1/2$  определяются известной формулой Вольфенштейна <sup>/8/</sup>

$$I_2 \langle \vec{\sigma} \rangle_1 = I_{02} \{ [P_2 + DP_1 \vec{n}_2] \vec{n}_2 + [A \vec{P}_1 \vec{k}_2 + R P_1 (\vec{n}_2 \times \vec{k}_2)] \cdot \vec{S}_2 + \\ + [A' \vec{P}_1 \vec{k}_2 + R' P_1 (\vec{n}_2 \times \vec{k}_2)] \cdot \vec{K}_2 \},$$

где  $\vec{P}_1$  - начальная поляризация пучка;  $\vec{k}_2, \vec{k}'_2$  - единичные векторы в направлении импульса до и после рассеяния;  $\vec{n}_2$  - нормаль к плоскости рассеяния;  $\vec{P}_2$  - поляризация, возникающая при рассеянии неполяризованного пучка;  $\vec{S}_2 = \vec{n}_2 \times \vec{k}'_2$ ;  $A, D, R, A', R'$  - параметры Вольфенштейна;  $I_{02}$  - сечение рассеяния неполяризованного пучка.

Если выбрать условия опыта так, чтобы  $\vec{P}_1 \parallel \vec{k}_2$ , то, учитывая, что  $\vec{P}_1 \perp \vec{P}_2$  и что из  $I_2 = I_{02} (1 + \vec{P}_1 \vec{P}_2)$  следует  $I_2 = I_{02}$ , будем иметь

$$\langle \vec{\sigma} \rangle_1 = \vec{P}_2 \pm P_1 A \vec{S}_2 \pm P_1 A' \vec{k}'_2.$$

После следующего, анализирующего рассеяния угловое распределение рассеянных частиц будет иметь вид:

$$I_3 = I_{03} (1 + \langle \sigma \rangle_1 \cdot \vec{P}_3)$$

или

$$I_3(\nu_3, \phi_3) = I_{03}(\nu_3) \{1 + P_3(\nu_3) [P_2(\nu_2) \cos \phi_3 \pm A(\nu_2) P_1 \sin \phi_3]\}$$

Здесь  $\nu_3$ ,  $\phi_3$ ,  $P_3(\nu_3)$ ,  $I_{03}(\nu_3)$  - соответственно полярный и азимутальный углы, анализирующая способность и сечение рассеяния неполяризованного пучка на анализаторе,  $\phi_3$  - угол между  $\vec{S}_2$  и плоскостью анализирующего рассеяния, отсчитываемый от  $\vec{S}_2$  к  $\vec{P}_3$ . Знаки +, - соответствуют антипараллельной или параллельной взаимной ориентации векторов  $\vec{P}_1$  и  $\vec{k}_2$ .

Измерив  $I_3(\nu_3, \phi_3)$ , можно определить интересующий нас параметр по асимметрии "вверх-вниз", либо воспользовавшись методом максимума правдоподобия /9/.

Опыт проводился на продольно поляризованном пучке протонов от синхроциклотрона ОИЯИ /10/. Поляризация пучка составляла  $0,32 \pm 0,02$ , средняя энергия равнялась  $605 \pm 9$  Мэв. На углах рассеяния  $55^\circ$ ,  $78^\circ$ ,  $94^\circ$ ,  $125^\circ$  (с.п.м.), соответствующих упругой кинематике рассеяния свободных нуклонов нуклонами, измерялась разность эффектов от мишеней из  $CD_2$  и  $CH_2$  (мишени были подобраны с равным содержанием ядер углерода). Спиновое состояние рассеянного пучка протонов анализировалось с помощью рассеяния на углеродных пластинах, размещенных внутри оптических искровых камер. Толщины анализаторов были выбраны таким образом, что угол многократного рассеяния в них не превышал  $2^\circ$ , и составляли  $(9,5 + 9,5)$  г/см<sup>2</sup> для углов рассеяния  $55^\circ$ ,  $78^\circ$ ,  $94^\circ$  и  $(5,7 + 4,8)$  г/см<sup>2</sup> для угла  $125^\circ$ . Фотографирование производилось в двух взаимно перпендикулярных плоскостях. Конструкция установки (рис. 2) позволяла проводить измерения одновременно на двух углах.

Выделение актов упругого  $p-p$  рассеяния и управление работой искровых камер осуществлялось с помощью сцинтилляционных счетчиков, включенных по схеме  $C_1 + C_2 + N_1 - A_1$  и  $C_3 + C_4 + N_2 - A_2$  для одного и другого угла рассеяния, соответственно.  $C_1, C_2, C_3, C_4$  - счетчики, регистрировавшие рассеянные протоны;  $N_1$  и  $N_2$  - нейтронные счетчики, установленные на сопряженных углах;  $A_1$  и  $A_2$  - счетчики антисовпадений, исключавшие регистрацию  $p-p$  рассеяния. Угловое разрешение протонной ветви составляло  $\pm 1^\circ$  для углов  $55^\circ, 78^\circ, 94^\circ$  и  $\pm 1,5^\circ$  для  $125^\circ$ . Эффективность нейтронных счетчиков была равна примерно 10%. Работа канала антисовпадений контролировалась дополнительными искровыми камерами, расположенными перед нейтронными счетчиками.

### Обработка результатов

При обработке снимков с искровых камер использовались следующие критерии отбора:

1. В основной камере должен наблюдаться единственный трек при отсутствии треков в контрольной камере.
2. Излом трека должен соответствовать положению анализатора (не электродов камеры).
3. Обмеру подлежат события, у которых сумма проекций угла рассеяния больше  $3^\circ$  ( $\theta_1 + \theta_2 > 3^\circ$ ).

В стадии предварительной обработки на ЭВМ к событиям предъявлялись дополнительные требования:

1. Отклонение направления влета частицы в камеру от усредненного по ближайшим 200 событиям направления не должно превышать угла  $\Delta \nu = 4,5^\circ$ , определяемого геометрией опыта.
2. Угол анализирующего рассеяния  $\nu_3$  должен быть больше или равен  $6^\circ$ .

Первое из этих требований исключает регистрацию заряженных частиц, пришедших не из мишени. Второе требование устанавливает нижний предел по  $\nu_3$ , при котором обработка дает устойчивые в пределах ошибок результаты.

Окончательная обработка событий, удовлетворяющих указанным критериям, проводилась методом максимума правдоподобия. Функция правдоподобия записывалась в виде:

$$L = \prod \{ [1 + P_3(\nu_3)] [P_2(\nu_2) \cos \phi_3 \pm P_1 A(\nu_2) \sin \phi_3] \}.$$

Измерения с различной взаимной ориентацией векторов  $\vec{P}_1$  и  $\vec{k}_2$  (знаки +, -) позволяют исключить возможные систематические погрешности, связанные с юстировкой установки и систематическими ошибками при измерении проекций углов рассеяния на снимках.

В качестве анализирующей способности  $P_3(\nu_3)$  при обработке информации на угле  $125^\circ$  использовались усредненные по энергии данные о поляризации, возникающей при рассеянии протонов на углероде /11,12,4/. Основанием для этого послужило хорошее совпадение угловых распределений р-С рассеяния, измеренных в нашей и упомянутых работах. Для углов  $55^\circ$ ,  $78^\circ$  и  $94^\circ$  данные по  $P_3(\nu_3)$  были взяты из работ /13/ и /14/, условия проведения которых были близки к нашим.

Одновременно определялись два параметра  $-A$  и  $P_2$ . Значения этих параметров для р-п рассеяния вычислялись по формулам:

$$A_{pn} = (A_{CD_2} - K A_{CH_2}) \frac{1}{1-K},$$

$$P_{pn} = (P_{CD_2} - K P_{CH_2}) \frac{1}{1-K},$$

где  $K$  - отношение числа событий от  $CH_2$  к числу событий от  $CD_2$ , нормированных на равное число отсчетов монитора.  $K$  оказалось равным  $0,26 \pm 0,01$ ;  $0,23 \pm 0,01$ ;  $0,25 \pm 0,01$ ;  $0,26 \pm 0,01$  для углов  $55^\circ$ ,  $78^\circ$ ,  $94^\circ$



и  $125^\circ$  соответственно. В табл. 1 приведены значения  $A_{pn}$  и  $P_{pn}$ , полученные в результате обработки 40130 событий. Примерно четверть всех событий относится к измерению фона ( $CH_2$  или  $C$ ).

Таблица 1

$\nu$ (с.ц.м.)	$55^\circ$	$78^\circ$	$94^\circ$	$125^\circ$
$A_{pn}$	$0,88 \pm 0,18$	$0,64 \pm 0,20$	$0,75 \pm 0,14$	$0,70 \pm 0,21$
$P_{pn}$	$0,11 \pm 0,06$	$-0,15 \pm 0,07$	$-0,23 \pm 0,04$	$-0,30 \pm 0,08$
Число событий	12532	5262	11386	10950

Ошибки, помимо чисто статистических, включают в себя погрешности  $P_1$  и  $P_3$ , учет которых производился в процессе обработки методом максимума правдоподобия. Вклад от неточности измерения проекций угла рассеяния  $\nu_3$ , имеющей нормальный закон распределения, установленный путем двукратного независимого просмотра, был оценен методом Монте-Карло. Для этого генерировалось распределение  $I_3(\nu_3, \phi_3)$  при  $A=0$  и  $P_2=0$  (10000 событий) с зависимостью от  $\nu_3$ , совпадающей с полученной в эксперименте. Затем это распределение деформировалось в каждом разыгрывании в соответствии с алгоритмом:

$$\left. \begin{array}{l} \nu_3^i \\ \phi_3^i \end{array} \right\} \rightarrow \left. \begin{array}{l} \theta_1^i \\ \theta_2^i \end{array} \right\} \rightarrow \left. \begin{array}{l} \theta_1^i + \eta_j \Delta\theta \\ \theta_2^i + \eta_{j+1} \Delta\theta \end{array} \right\} \rightarrow \left. \begin{array}{l} \nu_3^i \\ \nu_3^i \end{array} \right\}$$

где  $\Delta\theta = 0,7^\circ$  - дисперсия распределения ошибки измерения проекций  $\theta_1$  и  $\theta_2$ ;  $\eta_j$  - случайные числа, распределенные по нормальному закону с дисперсией 1;  $i$  принимало значения от 1 до 10000,  $j$  - от 1 до  $2 \cdot 10000 \cdot n$ , где  $n$  - число разыгрываний. Для деформированного

таким образом распределения каждый раз определялись параметры  $A$  и  $P_2$ . Распределения  $A$  и  $P_2$  после 100 разыгрываний представлены на рис. 3. Видно, что их дисперсии не превышают 0,015 и 0,004 соответственно.

### Заключение

Найденные значения  $A_{pn}$  и  $P_{pn}$  были использованы для уточнения наборов фазовых сдвигов, полученных в работе /7/. При этом дополнительно в анализ были включены данные о полном сечении неупругого взаимодействия  $\sigma_{tot}^{in}$ .

$$\sigma_{tot}^{in} = \frac{\pi}{2K^2} \sum_L \sum_J (2J+1) (1 - e^{-4 \text{Im} \delta_{LJ}}).$$

Это выражение справедливо с точностью до замены множителя  $\cos^2 2\epsilon_2$  ( $\epsilon_2 \approx 3^\circ$ ) единицей перед членами суммы, соответствующими смешивающимся состояниям  $^3P_2$ ,  $^3F_2$ . Уточнение обоих наборов проводилось при независимом варьировании мнимых частей фазовых сдвигов для состояний  $^3P_{0,1,2}$ ;  $^1D_2$ ;  $^3F_{2,3,4}$ . Оказалось, что  $\text{Im} \delta_{3P_0}$  и  $\text{Im} \delta_{3F_1}$  в процессе минимизации функционала  $\chi^2$  уходят в нефизическую область (становятся отрицательными). В этом случае они полагались равными 0 и фиксировались.

В результате уточнения было получено, что совокупность экспериментальной информации по N-N рассеянию в энергетическом интервале 600-650 Мэв описывается наборами фазовых сдвигов III и II из /7/ со значениями  $\chi^2$ , равными соответственно, 203,8 и 250,9 при  $\bar{\chi}^2 = 191$ . При этом вклад в  $\Delta\chi^2 = \chi_{II}^2 - \chi_{III}^2 = 47,3$  от измеренных в настоящем эксперименте значений  $A_{pn}$  составляет 21,5. С использованием  $\gamma$ -критерия /15/ применительно к фазовому анализу /16/ была оценена вероят-

ность ошибки первого рода при отбрасывании решения с бóльшим  $\chi^2$  (набор II). Она оказалась равной  $\alpha < 0,001\%$ . Таким образом, в предположении о том, что упругая часть амплитуды  $N-N$  рассеяния для состояний с  $L > 5$  удовлетворительно описывается одномезонной диаграммой Фейнмана и мезообразование идет в основном из состояний  $^3P_{0,1,2}$ ,  $^1D_2$ ,  $^3F_{2,3,4}$ , решение II может быть отброшено. Однако, как это уже отмечалось ранее в работе /17/, заключение об однозначности фазового анализа в исследуемой области энергий в значительной степени зависит от предположений относительно механизма мезообразования. В связи с этим вопрос об однозначности, возможно, требует дополнительных исследований.

В табл. 2 приведены наборы фазовых сдвигов II и III после их уточнения с привлечением результатов настоящей работы.

Авторам приятно поблагодарить сотрудников группы М.Г. Мешерякова за помощь, оказанную при формировании продольно поляризованного пучка, И. Быстрицкого и Ф. Легара за предоставление отдельных программ по обработке данных, М.Р. Хаятова за помощь при измерениях, В.М. Саковского, С.Ф. Пушкина и лаборанток В.А. Максимова, Т.И. Смирнову, Т.Д. Тимофееву за огромную работу, сделанную ими при обработке снимков с искровых камер.

#### Л и т е р а т у р а

1. Материалы 1 Международного совещания по нуклон-нуклонным и пион-нуклонным взаимодействиям. Препринт ОИЯИ, P1-3971, Дубна, 1968.
2. Ю.М. Казаринов, В.С. Киселев, И.Н. Силин. Препринт ОИЯИ, P-1221, Дубна, 1963.
3. Ю.М. Казаринов, В.С. Киселев. ЖЭТФ, 46, 797 (1964).

4. Ю.М. Казаринов, Ф. Легар, А.Ф. Писарев, Ю.Н. Симонов. ЯФ, 4, 567 (1966).
5. Z. Janout, V.V. Fedorov, F. Lehar. Preprint, E-2765, Dubna, 1966.
6. Ю.М. Казаринов, В.С. Киселев, А.М. Розанова, И.Н. Силин. ЯФ, 7, 340 (1968).
7. Л.Н. Глonti, Ю.М. Казаринов, А.М. Розанова, И.Н. Силин. ЯФ, 7, 1060 (1968).
8. L. Wolfenstein. Ann. Rev. Nucl. Sci., 4, 43 (1956).
9. И. Быстрицкий, Ф. Легар. Препринт ОИЯИ, 2028, Дубна, 1965.
10. М.Г. Мещеряков, Ю.П. Кумекин, С.Б. Нурушев, Г.Д. Столегов. АЭ, 14, вып. 1, 38 (1963).
11. J.H. Dicson, D.C. Salter. Nuovo Cimento, 6, 235 (1957).
12. C.N. Jarvis, B. Rose. Phys. Lett., 15, 271 (1965).
13. R.D. Eandy, R.W. Eeney, V.Z. Peterson. Nucl. Instr., and Meth., 32, 213 (1965).
14. E. Engels, T. Bowen, J.W. Cronin, R.L. McIlwain, Lee G. Pondron. Phys. Rev., 129, 1858 (1963).
15. A. Pázman. Препринт ОИЯИ, E5-3775, Дубна, 1968.
16. A. Pasma, S.I. Bilenkaya, J. Bystricky, Z. Janout, Yu.M. Kazarinov, F. Lehar. Czech. J. Phys., B19, 882 (1969).
17. Р.Я. Зулькарнеев; В.С. Киселев, В.С. Надеждин, В.И. Сагаров. Препринт ОИЯИ, P1-4155, Дубна, 1968.

Рукопись поступила в издательский отдел  
3 марта 1970 года.

Таблица 2. Наборы сдвигов II и III после их уточнения  
(Параметризация Стаппа)

Фазовые сдвиги в градусах	Набор II	Набор III
	$\chi^2 = 250,9$	$\chi^2 = 203,8$
1	2	3
$f^2$	$0,058 \pm 0,007$	$0,076 \pm 0,005$
$1S_0$	$-28,79 \pm 3,49$	$-19,37 \pm 3,38$
$3S_1$	$-5,95 \pm 7,43$	$-17,46 \pm 5,44$
$3P_0$	$-50,45 \pm 7,59$	$-20,67 \pm 2,74$
$1P_1$	$-39,55 \pm 10,49$	$-28,40 \pm 5,39$
$3P_1$	$-39,33 \pm 4,49$	$-29,81 \pm 2,19$
$3P_2$	$16,92 \pm 1,83$	$34,76 \pm 1,77$
$e_1$	$20,60 \pm 4,91$	$9,64 \pm 5,15$
$3D_1$	$32,99 \pm 10,11$	$-27,23 \pm 2,41$
$1D_2$	$5,69 \pm 2,60$	$9,60 \pm 1,58$
$3D_2$	$21,21 \pm 4,36$	$21,92 \pm 3,16$
$e_2$	$-3,36 \pm 1,43$	$2,88 \pm 0,89$
$3F_2$	$-6,40 \pm 1,36$	$-4,11 \pm 0,60$
$1F_3$	$2,19 \pm 2,69$	$-6,95 \pm 2,06$
$3F_3$	$-1,27 \pm 1,82$	$0,66 \pm 0,77$
$3F_4$	$3,42 \pm 0,64$	$3,83 \pm 0,81$
$e_3$	$8,56 \pm 3,14$	$10,48 \pm 1,70$
$3G_3$	$1,53 \pm 2,15$	$-4,88 \pm 2,17$
$1G_4$	$4,94 \pm 0,74$	$5,59 \pm 0,66$

	1	2	3
${}^3G_4$		$1,28 \pm 2,24$	$6,70 \pm 1,36$
${}^3G_5$		$-1,87 \pm 1,12$	$-6,91 \pm 1,17$
$E_4$		$-1,25 \pm 0,78$	$0,74 \pm 0,76$
${}^3H_4$		$1,44 \pm 0,69$	$-2,26 \pm 0,60$
${}^1H_5$		$-2,52 \pm 0,94$	$-5,44 \pm 1,44$
${}^3H_5$		$-3,18 \pm 0,72$	$-3,21 \pm 0,79$
${}^3H_6$		$1,51 \pm 0,28$	$-2,79 \pm 0,45$
Im	${}^3P_0$	0 (фиксирован)	0 (фиксирован)
	${}^3P_1$	$1,00 \pm 4,6$	0 (фиксирован)
	${}^3P_2$	$3,30 \pm 1,87$	$5,14 \pm 1,52$
	${}^1D_2$	$6,56 \pm 3,71$	$10,89 \pm 2,56$
	${}^3F_2$	$1,47 \pm 2,28$	$0,66 \pm 1,07$
	${}^3F_3$	$8,79 \pm 2,91$	$2,43 \pm 1,52$
	${}^3F_4$	$1,08 \pm 1,01$	$4,04 \pm 0,73$

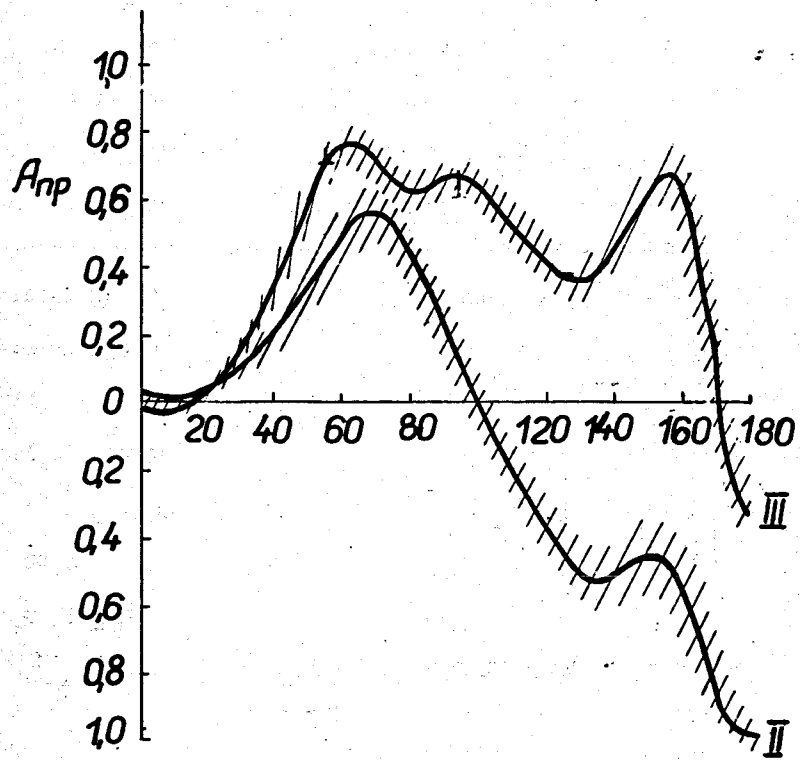


Рис. 1

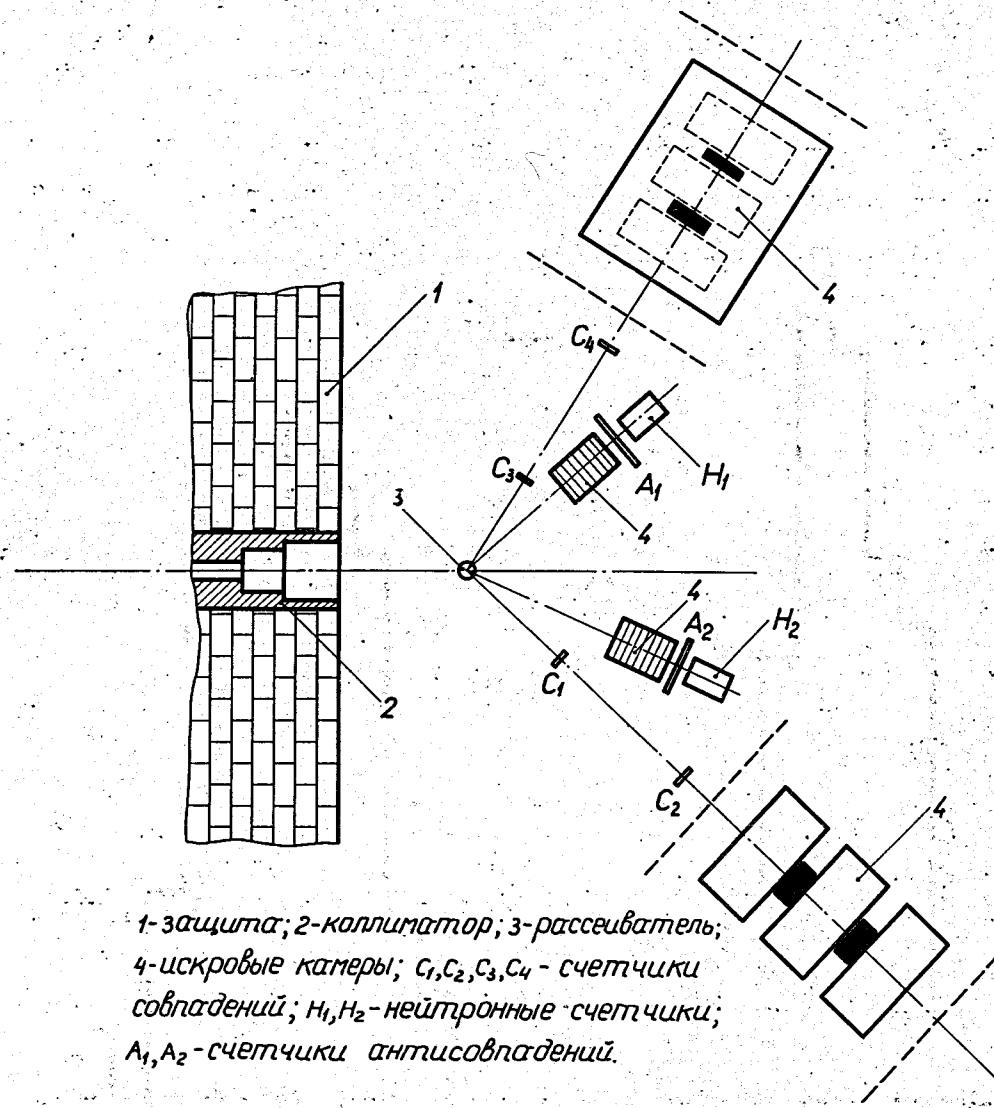


Рис. 2

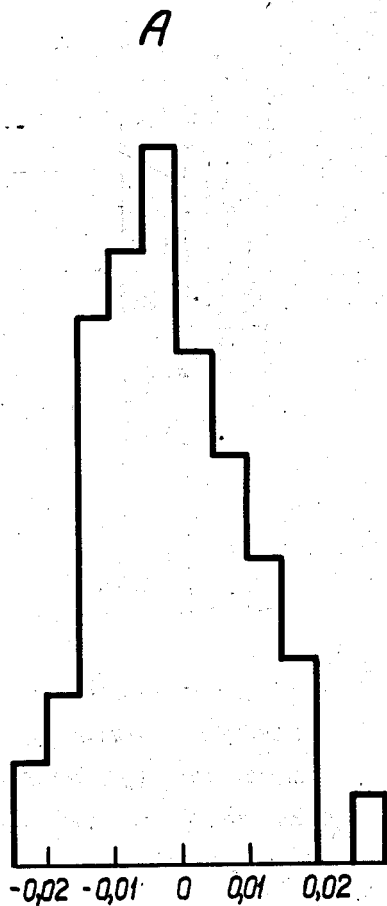
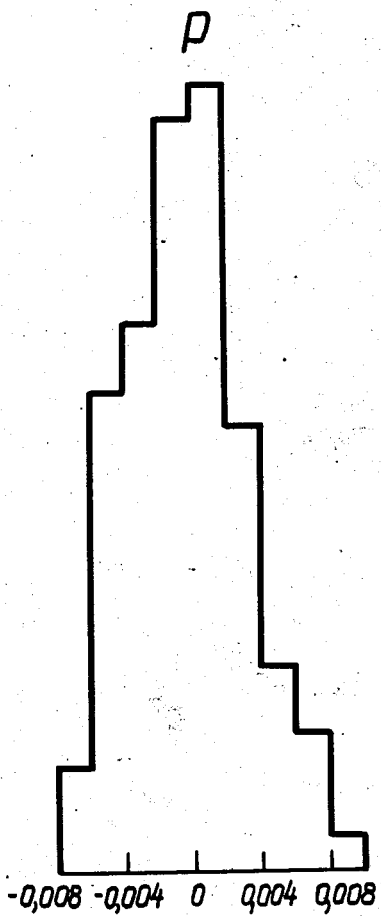


Рис. 3