



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

В.И. Петрухин, Ю.Д. Прокошкин

P-1309

ИЗМЕРЕНИЕ РАЗНОСТИ МАСС
ЗАРЯЖЕННОГО И НЕЙТРАЛЬНОГО ПИОНОВ
НЕЭТФ, 1963, т45, в6, с1737-1742.
Intern. Conf. on Elementary
Particles. Sienna 30 Sept - 5 Oct,
1963. Proceedings... v1, p208-213

В.И.Петрухин, Ю.Д.Прокошкин

P-1309

ИЗМЕРЕНИЕ РАЗНОСТИ МАСС
ЗАРЯЖЕННОГО И НЕЙТРАЛЬНОГО ПИОНОВ

Направлено в ЖЭТФ

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

Дубна 1983

1977/3 стр.

В в е д е н и е

Измерение кинематических характеристик вторичных частиц, образующихся при перезарядке отрицательных пионов, остановившихся в водороде,



позволяет с большой точностью определить разность масс заряженного и нейтрального пионов. Знание этой величины необходимо для вычисления вероятностей таких фундаментальных процессов, как бета-распад пиона, пион-нуклонное рассеяние и др. Уже в первых исследованиях процесса (1), в которых Панофским, Аамодтом и Хедли было измерено доплеровское уширение энергетического спектра γ -квантов, образующихся при распаде нейтральных пионов^{/1/}, разность масс пионов $\Delta\mu$ была найдена с погрешностью, составляющей всего лишь 1% от массы пиона. Исследование другой кинематической характеристики процесса (1), угловой корреляции γ -квантов, которая еще более чувствительна к величине $\Delta\mu$, позволило на порядок улучшить точность определения $\Delta\mu$ ^{/2,3/}. Наиболее точные результаты были получены недавно путем измерения скорости нейтрона, образующегося в реакции (1)^{/4,5/}.

Настоящее исследование было предпринято с целью экспериментального определения величины $\Delta\mu$ с точностью, близкой к достигнутой в последних работах^{/4,5/}, но при помощи другого метода - путем изучения угловой корреляции γ -квантов. Использование различных методов для определения величины $\Delta\mu$ является весьма существенным, поскольку достигнутая в последних измерениях погрешность очень мала (0,03% от массы пиона). При столь высоком уровне точности решающую роль играет правильность определения характерных для выбранного метода измерений систематических погрешностей, которые могут и ускользнуть от наблюдателя.

Постановка эксперимента. Измерения

В отличие от предыдущих исследований^{/2,3/}, в настоящей работе были применены эффективные детекторы γ -квантов - черенковские спектрометры полного поглощения^{/8/}, что позволило увеличить эффективность регистрации более чем на порядок. На порядок было улучшено также быстродействие электронной аппаратуры ($2 \cdot 10^{-9}$ сек). Схема эксперимента приведена на рис. 1. Отрицательные пионы с начальной энергией 70 Мэв проходили через ряд сцинтилляционных счетчиков и тормозящих фильтров и останавливались в жидководородной мишени. Образующиеся в реакции (1) γ -кванты регистрировались двумя черенковскими спектрометрами, перед которыми были расположены свинцовые диафрагмы. Спектрометры помещались на общей платформе и могли вращаться вокруг водородной мишени.

В выбранном режиме работы аппарата оказалась весьма нечувствительной к фону постороннего излучения. Так, с удалением водорода в случае, когда спектрометры распола-

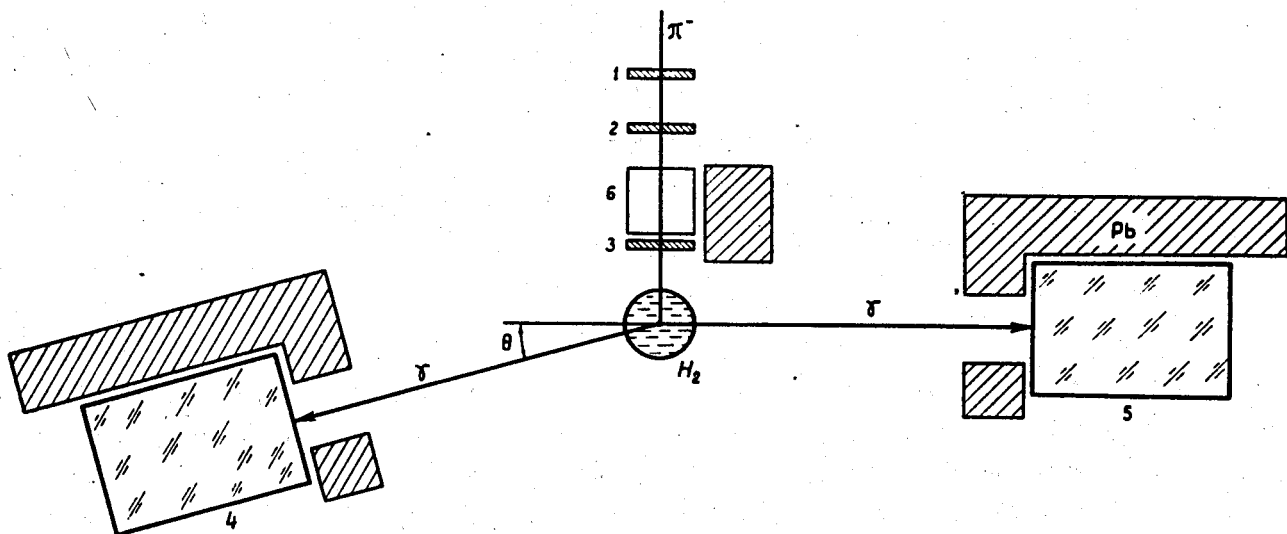


Рис. 1. Схема эксперимента. 1, 2 - сцинтилляционные счетчики монитора пучка пионов, 3 - сцинтилляционный счетчик, 4,5 - черенковские спектрометры полного поглощения, включенные вместе со счетчиком 3 в быстродействующую схему совпадений, 6 - фильтр для торможения пучка пионов.

гались близко от мишени, скорость счета совпадений γ -квантов падала в несколько десятков тысяч раз. В первоначальной постановке опыта перед спектрометром был помещен сцинтилляционный счетчик, включенный на антисовпадение для уменьшения уровня регистрируемого фона. Как показали измерения, это уменьшение фона оказалось незначительным, спектрометры регистрировали практически только γ -кванты, испускаемые из мишени. Поэтому в основных измерениях счетчики, включенные на антисовпадение, не использовались.

Зависимость скорости счета совпадений γ -квантов N от угла θ (см. рис.1) была измерена при помощи описанной выше аппаратуры при различных расстояниях l между спектрометрами и мишенью. Как известно, γ -кванты, образующиеся в реакции (1), коррелированы так, что основная масса их испускается под углами θ , близкими к критическому углу

$$\theta_k = \arccos(1 - 2\beta^2). \quad (2)$$

Здесь β - скорость нейтрального пиона. Функция угловой корреляции имеет следующий вид^{x)}:

$$F(\xi) = \begin{cases} [2\beta\xi^3(\xi-1)]^{-1/2} d\xi & , \xi \geq 1, \\ 0 & , \xi < 1, \end{cases} \quad (3)$$

где $\xi = (1 + \cos \theta)/(1 + \cos \theta_k)$. Регистрируемая аппаратурой угловая зависимость скорости счета совпадений γ -квантов

x) Аналогичные формулы, приведенные в работах /2,3/, содержат ошибочный нормирующий множитель.

$$N(\theta) \approx \int f(\theta, \theta') F(\xi') d\xi'. \quad (4)$$

тем ближе к (3), чем лучше угловое разрешение установки $f(\theta, \theta')$.

Разрешающая способность установки растет при увеличении расстояния l примерно пропорционально l . Одновременно уменьшаются и погрешности, связанные с учетом различных геометрических поправок. С ростом l увеличивается соответственно точность определения величины $\Delta\mu$. Вместе с тем увеличение l сопровождается быстрым падением скорости счета (примерно как $l^{-2,5}$) и соответствующим ростом погрешностей, связанных с флуктуациями скорости счета. Наличие этих конкурирующих зависимостей приводит к тому, что при заданной интенсивности пучка существует оптимальное значение l , при котором величина $\Delta\mu$ может быть определена с наибольшей точностью в течение заданного времени. В нашем случае оптимальное расстояние l составляло 100 см. Измерения функции $N(\theta)$ были выполнены также и при $l = 60$ и 160 см. Угловое разрешение δ в последнем случае составляло 3° . Все измерения многократно повторялись для уменьшения погрешностей, связанных с возможными флуктуациями параметров аппаратуры. Результаты измерений приведены на рис. 2-4.

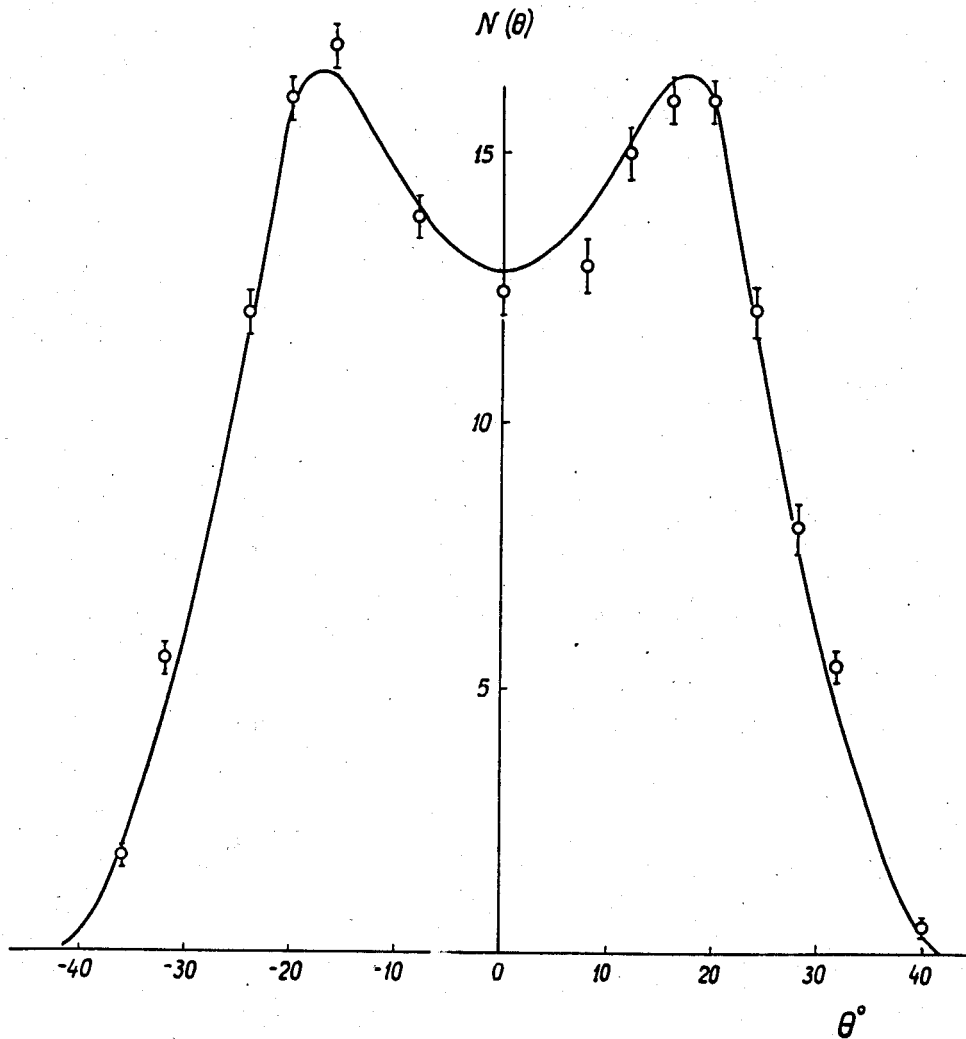


Рис. 2. Зависимость скорости счета совпадений γ -квантов N от угла θ . $l = 60$ см, ширина диафрагмы $d = 5$ см. Кривая вычислена для случая $\Delta\mu = 4,80$ Мэв/с².

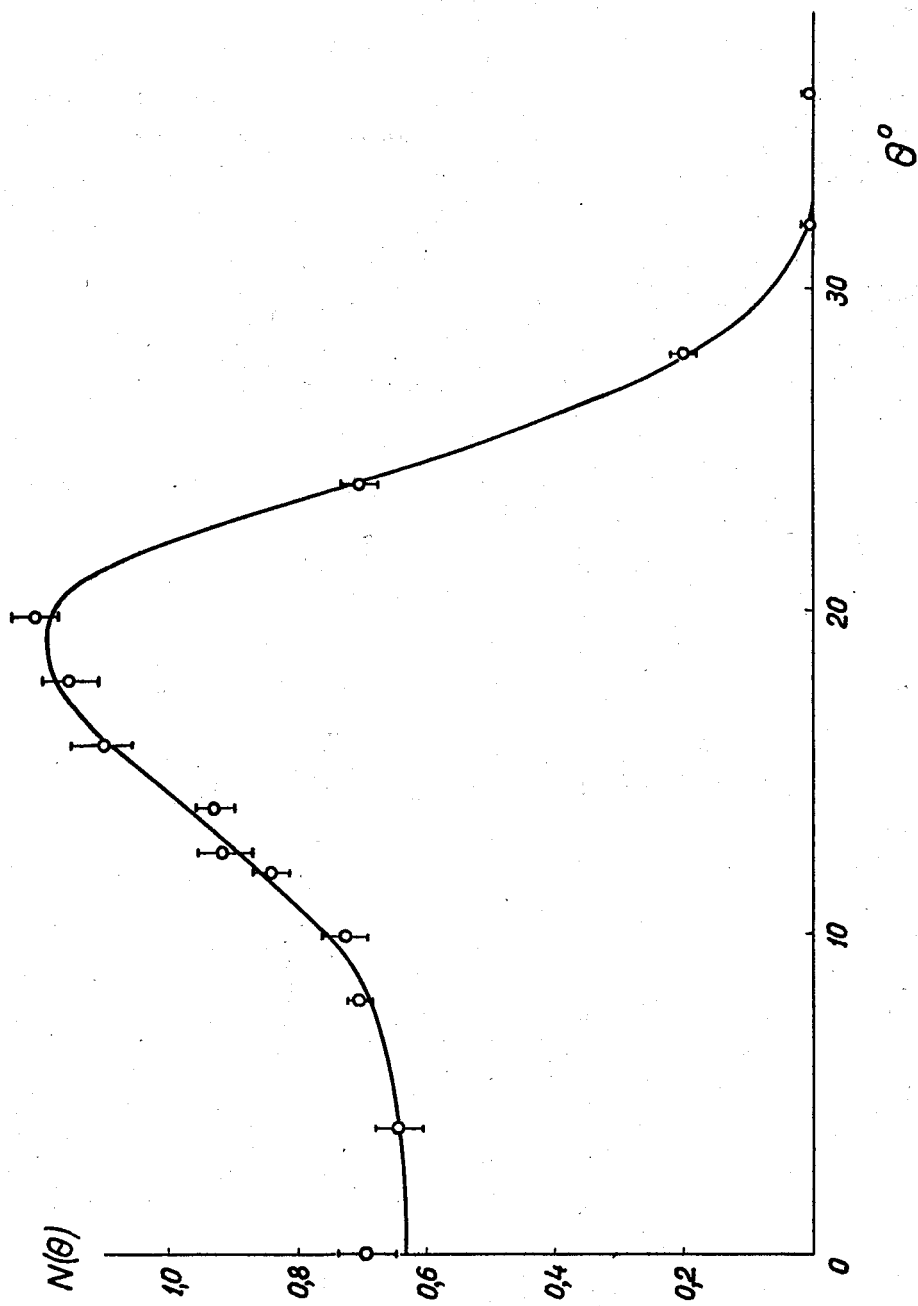


Рис. 3. Зависимость скорости счета совпадений γ -квантов N от угла θ . $z = 110$ см, ширина диафрагмы $d = 5$ см. Кривая вычислена для случая $\Delta\mu = 4,60$ Мэв/с

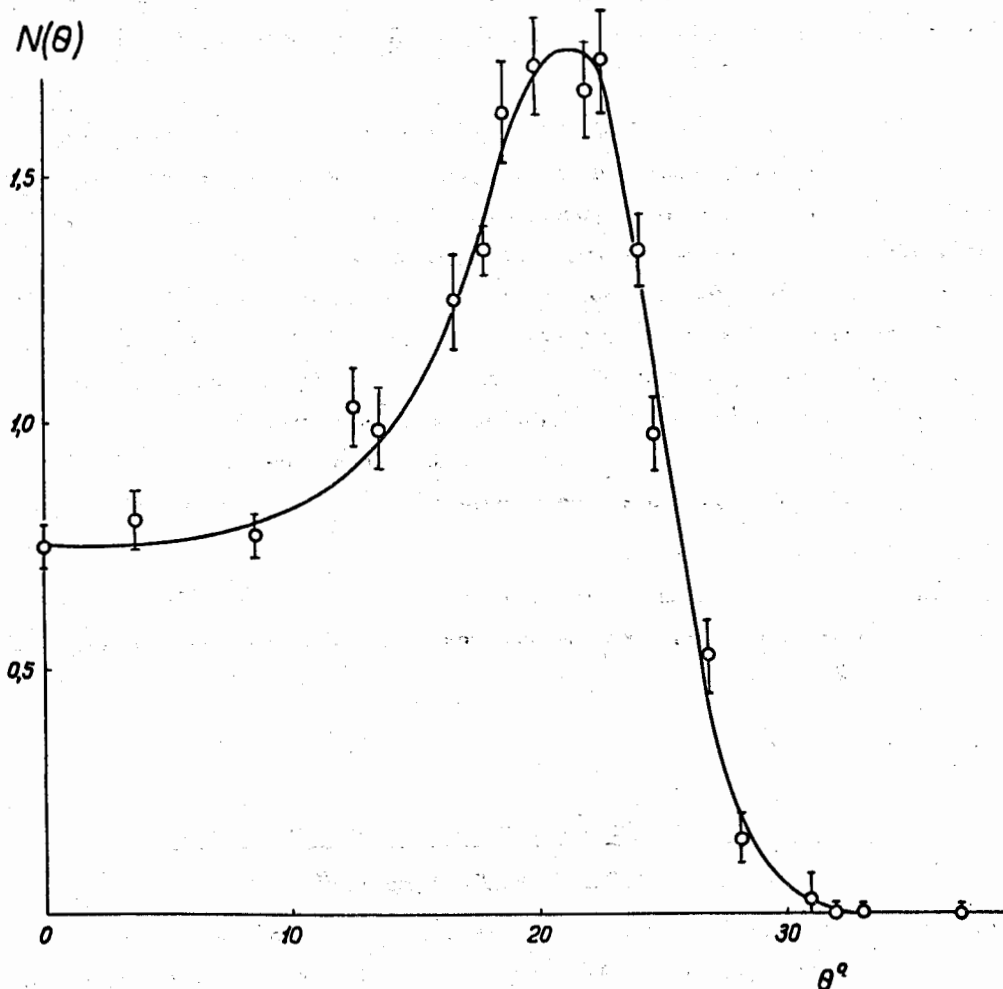


Рис. 4. Зависимость скорости счета совпадений γ -квантов N от угла θ . $l = 160$ см, ширина диафрагмы $d = 9$ см. Кривая вычислена для случая $\Delta\mu = 4,60$ Мэв/с²

Определение разрешающей способности. Геометрические поправки

Теоретические кривые $N(\theta)$ (4), сопоставление которых с полученными экспериментальными данными дает возможность определить $\Delta\mu$, были вычислены методом Монте-Карло на электронной вычислительной машине. При вычислении функции углового разрешения $f(\theta, \theta')$ интегрирование по объему мишени и по площади детекторов γ -квантов в отличие от работ^{2,3/} производилось не приближенно, а с учетом экспериментально найденного распределения числа остановок пионов в объеме мишени $n(\vec{r})$ и зависимости эффективности спектрометров $\epsilon_{1,2}$ от места попадания γ -квантов $\vec{s}_{1,2}$ на площади, ограниченной диафрагмами:

$$f(\theta, \theta') = \int n(\vec{r}) \epsilon_1(\vec{s}_1) \epsilon_2(\vec{s}_2) \eta[\theta(\vec{r}, \vec{s}_1, \vec{s}_2), \theta'(\vec{r}, \vec{s}_1, \vec{s}_2)] d\vec{r} d\vec{s}_1 d\vec{s}_2. \quad (5)$$

Здесь η - геометрическая эффективность.

Зависимость $n(\vec{r})$ была определена при помощи подвижного "точечного" сцинтилляционного счетчика, включенного на совпадение со счетчиком 3 и работавшего в режиме

"звездного детектора" /7/. Для измерения эффективности ϵ γ -кванты от реакции (1) коллимировались и узким пучком направлялись в различные точки на входном окне спектрометра. При этом варьировался и угол падения γ -квантов. Зависимость ϵ от θ оказалась слабой.

В вычисленные зависимости $N(\theta)$ были внесены геометрические поправки, учитывающие смещение мишени и пучка относительно геометрического центра установки. Эти поправки тем более существенны, чем меньше расстояние l . В нашем случае при $l = 60$ см максимальная поправка могла достигать 2%. Для определения величины смещения центра были проведены измерения $N(\theta)$ при $l = 60, 110$ и 160 см под углами $\theta = 0$ и $\pm 25^\circ$ (выбранными в области быстрого спада кривой $N(\theta)$ - см. рис. 2-4). Аналогичные измерения были выполнены при симметричном расположении спектрометров, когда вокруг мишени вращался правый спектрометр (см. рис. 1), а левый оставался неподвижным. Сопоставление полученных значений $N(\theta)$ позволило определить положение эффективного центра установки с точностью до нескольких миллиметров. Поправки, связанные с уточнением положения центра, оказались небольшими.

Величина разности масс пионов была определена методом наименьших квадратов путем сравнения измеренных и вычисленных зависимостей $N(\theta)$. Она оказалась равной $\Delta\mu = (4,62 \pm 0,03) \text{ Мэв}/c^2$.

Измерение $N(\theta)$ под оптимальными углами. Компенсация систематических погрешностей

Задача измерения разности масс $\Delta\mu$ может быть решена и несколько иным способом, чем описано выше. Для определения $\Delta\mu$ достаточно найти отношение скоростей счета γ -квантов N при двух значениях θ . Как видно из рис. 2-4, наибольшая точность определения $\Delta\mu$ будет при этом достигнута, если одну из точек измерения расположить в районе $\theta = 0$, а другую - на спаде кривой ($\theta = 25^\circ$). Анализ кривых $N(\theta)$ показывает, что для каждого заданного значения углового разрешения δ может быть выбран такой угол θ_{opt} , для которого отношение $N(\theta_{opt})/N(0)$ практически не изменяется при небольших изменениях δ (см. рис. 5). Измерение отношения $N(\theta_{opt})/N(0)$ под этим оптимальным углом позволяет, таким образом, найти величину $\Delta\mu$ методом, который свободен от влияния возможных систематических погрешностей, допущенных при определении углового разрешения аппаратуры.

Измеренная величина $N(\theta_{opt})/N(0)$ зависит от величины смещения эффективного центра установки относительно ее геометрического центра. Эта зависимости имеет вид (при малых смещениях): $1 + ax + by$, где x и y - смещения центра в направлениях, параллельном и перпендикулярном пучку пионов, а a и b - вычисляемые коэффициенты. Если изменить указанное на рис. 1 расположение спектрометров на симметричное относительно центра установки и, зафиксировав положение левого спектрометра, вращать вокруг мишени правый спектрометр, то в этом случае знаки коэффициентов изменятся на обратные: $1 - ax - by$. Таким образом, если определять $N(\theta_{opt})/N(0)$ как полусумму отношений, измеренных при двух симметричных расположениях спектрометров, то геометрические поправки взаимно

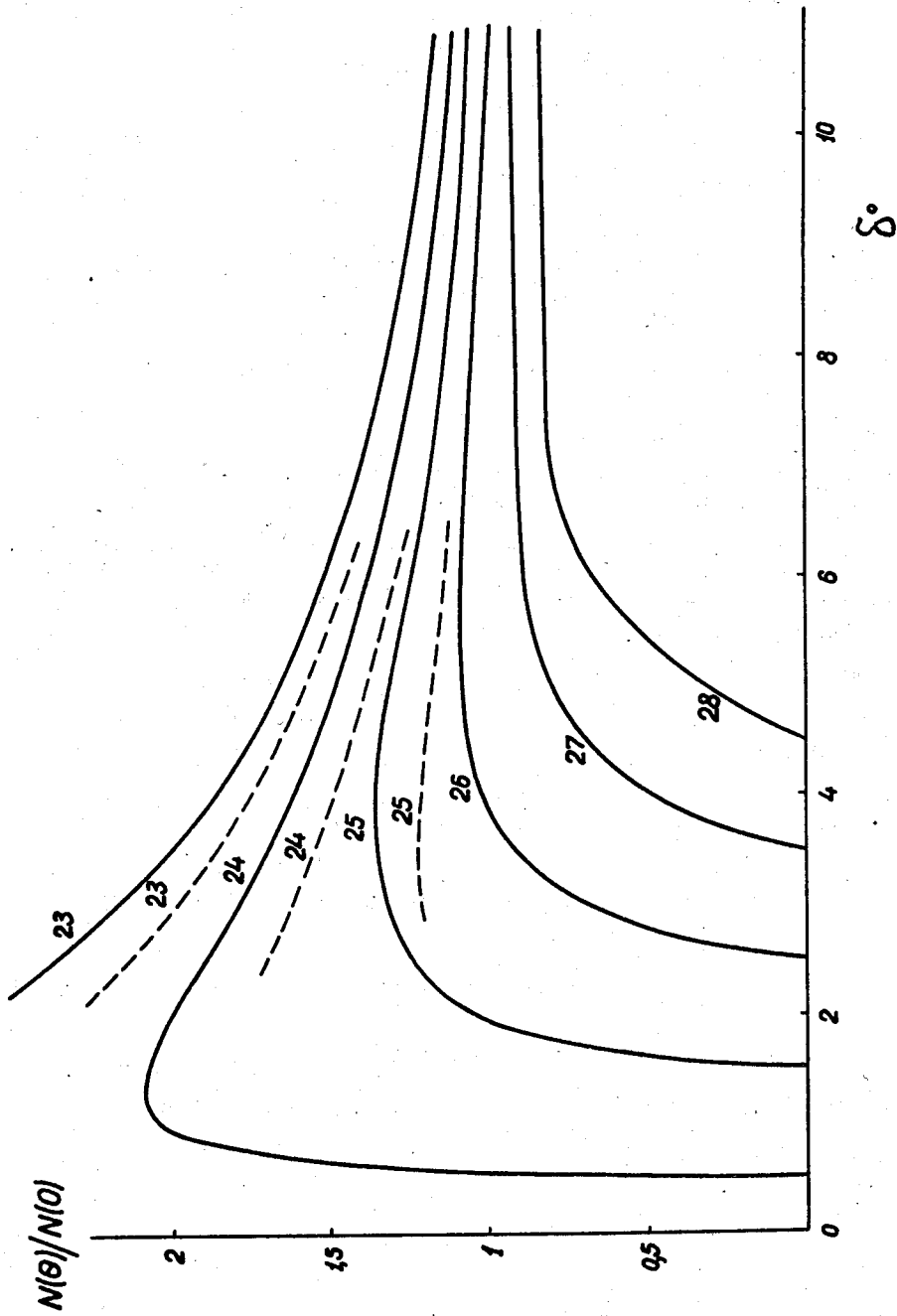


Рис. 5. Зависимость отношения $N(\theta)/N(0)$ от углового разрешения δ при различных значениях θ (указанных цифрами около соответствующих кривых). Сплошная и пунктирная кривые вычислены для двух предельных случаев, когда функция углового разрешения $f(\theta, \theta')$ была взята имеющей прямоугольную и треугольную формы, соответственно. Реальная функция углового разрешения установки имеет вид, близкий к кривой Гаусса и занимает промежуточное положение между рассмотренными здесь предельными случаями.

скомпенсированы и полученный результат оказывается свободным от влияния возможных систематических погрешностей, связанных с неточным определением положения эффективного центра установки. Указанным компенсационным методом были измерены отношения $N(0_{opt})/N(0)$ при $l = 160, 110$ и 60 см. Полученная при этом разность масс пионов оказалась равной $\Delta\mu = (4,58 \pm 0,03) \text{ Мэв/см}^2$.

Результаты измерений

Описанные выше способы измерения $\Delta\mu$ дали совпавшие между собой результаты. Величина разности масс пионов получена равной

$$\Delta\mu = (4,60 \pm 0,02) \text{ Мэв/с}^2.$$

Как видно из приведенной ниже таблицы, найденные различными методами величины $\Delta\mu$ хорошо согласуются между собой.

Т а б л и ц а

(Данные о величине $\Delta\mu$, полученные к середине 1962 года)

Работа	$\Delta\mu, \text{ Мэв/с}^2$		
	спектр γ -квантов	Угловая корреляция γ -квантов	Время пролета нейтрона
Пановский, Аамодт, Хедли /1/	$5,5 \pm 1,0$		
Чиновский, Стейнбергер /2/		$4,5 \pm 0,3$	
Касселс, Джонс, Мэрфи, О'Нейл /3/		$4,55 \pm 0,07$	
Хилман, Мидделькоп, Камогата, Дзаваттини /4/			$4,30 \pm 0,04$
Хэддок, Абашьян, Кроу, Сцир /5/			$4,62 \pm 0,04$
Настоящая работа		$4,60 \pm 0,02$	

Среднее взвешенное по всем приведенным в таблице результатам равно

$$\Delta\mu_{cp} = (4,601 \pm 0,016) \text{ Мэв/с}^2.$$

В заключение пользуемся случаем поблагодарить А.Ф.Дунайцева и В.И.Рыкалина за помощь в работе и И.В.Пузынина за проведение трудоемких вычислений.

Л и т е р а т у р а

1. W.K.H.Panofsky, R.L.Aamodt, J.Hadley. Phys. Rev. 91, 565 (1961).
2. W.Chinowsky, J.Steinberger. Phys. Rev. 93, 586 (1953).
3. J.M.Cassels, D.P.Jones, P.G.Murphy, P.O'Neill. Proc. Phys. Soc. 74, 92 (1959).
4. P.Hillman, W.Middelkopp, T.Kamogata, E.Zavattini. Nuovo Cimento, 14, 887 (1959).
5. R.Haddock, A.Abashian, K.Crowe, J.Czirt. Phys. Rev. Lett. 3, 478 (1959).

6. А.Ф. Дунайцев, В.И. Петрухин, Ю.Д. Прокошкин, В.И. Рыкалин. ЖЭТФ, 42, 632 (1962);
ЖЭТФ, 42, 1680 (1962).
7. A.F. Dunaitzev, Yu.D. Prokoshkin, Tang Syao-wei. Nucl. Instr. and Meth. 8, 11 (1960).

Примечание при корректуре от 12 июня 1963 г.

Недавно появилось сообщение об измерении разности масс пионов по времени пролета нейтронов с еще большей точностью: $\Delta m = (4,6056 \pm 0,0055) \text{ Мэв}/c^2$ (Phys. Rev., 130, 341, 1963)

Рукопись поступила в издательский отдел
23 мая 1963 г.