

Г. 62

28

ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СИБИРСКОГО ОТДЕЛЕНИЯ АН СССР

170

П.И.Голубничий, Е.А.Кушниренко  
А.П.Онучин, В.А.Сидоров

**Тормозное излучение в рассеянии  
электронов на электронах при энергии  
2x160 МэВ**

г.Новосибирск 1967

ТОРМОЗНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ В РАССЕЙЯНИИ ЭЛЕКТРОНОВ  
НА ЭЛЕКТРОНАХ ПРИ ЭНЕРГИИ  $2 \times 160$  МэВ

П.И.Голубничий, Е.А.Кушниренко  
А.П.Онучин, В.А.Сидоров

А Н Н О Т А Ц И Я

В работе, выполненной на новосибирской установке со встречными пучками ВЭП-1, изучался процесс тормозного излучения в рассеянии электронов на электронах при энергии  $2 \times 160$  МэВ. Измерялось интегральное сечение образования

$\gamma$ -квантов и вероятности излучения при рассеянии электронов на малый ( $1,5^\circ$ ) и большой ( $40 + 90^\circ$ ) угол. Экспериментальные результаты согласуются с данными теоретических работ.

БИБЛИОТЕКА  
Института ядерной  
физики СО АН СССР  
ИНВ. № \_\_\_\_\_

Понятие упругого рассеяния заряженных частиц является в известной мере идеализацией, так как всякое изменение импульса заряженной частицы должно сопровождаться излучением. В экспериментах по рассеянию ультрарелятивистских электронов процесс тормозного излучения заметно искажает энергетический спектр и угловое распределение. Теоретическое рассмотрение этого вопроса сводится к учету так называемых радиационных поправок к однофотонному приближению.

Корректный учет радиационных поправок необходим в экспериментах по рассеянию электронов на электронах, предпринимаемых для проверки применимости квантовой электродинамики на малых расстояниях /1/. В виде наиболее адекватном современной технике эксперимента этот вопрос теоретически рассмотрен Байером и др. /2/. Несмотря на то, что для наших экспериментов по рассеянию электронов на электронах с энергией до  $2 \times 160$  Мэв величина радиационных поправок должна быть невелика, решено было провести прямое изучение процесса тормозного излучения.

Работа выполнена на новосибирской установке ВЭП-I со встречными электронными пучками /3,4/ при энергии  $2 \times 160$  Мэв. Проведены измерения интегрального сечения образования  $\gamma$ -квантов тормозного излучения и вероятности их образования при рассеянии электронов на малый (около  $1,5^\circ$ ) и большой (больше  $40^\circ$ ) угол.

Удобной для эксперимента особенностью процесса тормозного излучения являются резко выраженные максимумы углового распределения  $\gamma$ -квантов в направлении движения начальных электронов. Это позволяет использовать счетчики  $\gamma$ -квантов со сравнительно небольшой апертурой.

На рис. I показана геометрическая схема эксперимента. Регистрация  $\gamma$ -квантов производится счетчиками полного поглощения на кристаллах  $\text{NaI(Tl)}$  цилиндрической формы диаметром и высотой 15 см /5/. Регистрация электронов, рассеянных на малый угол, производится сцинтилляционными счетчиками, помещенными на магнитной дорожке накопителя /6/. Электроны, рассеянные на большой угол, регистрируются двумя парами цилиндрических искровых камер, запускаемых системой сцинтилляционных счетчиков /3/.

## I. Интегральное сечение тормозного излучения

Из-за своего большого сечения тормозное излучение оказалось первым процессом взаимодействия элементарных частиц, зарегистрированным на установках со встречными пучками /7/. По той же причине этот процесс представляет интерес в качестве мониторирующего при изучении более редких событий.

Скорость счета  $\gamma$ -квантов удобно записать в виде

$$N_{\gamma} = \frac{I_1 \cdot I_2}{e^2 \cdot f \cdot S_{\text{эф}}} \cdot \sigma_p, \quad (1)$$

где  $I_1$ ,  $I_2$  - токи на дорожках,  $e$  - заряд электрона,  $f$  - частота ускоряющего напряжения на резонаторе,  $S_{\text{эф}}$  - эффективная площадь взаимодействия пучков,  $\sigma_p$  - сечение регистрации, равное

$$\sigma_p = \sigma_{\gamma} \cdot \delta \cdot \varepsilon, \quad (2)$$

где  $\sigma_{\gamma}$  - сечение /8,9,10/, проинтегрированное по телесному углу счетчиков для центра области взаимодействия,  $\delta$  - коэффициент усреднения сечения по области взаимодействия пучков,  $\varepsilon$  - эффективность регистрации.

Точный расчет  $\delta$  в данном случае осложнен тем, что электроны в месте встречи движутся по круговым орбитам /6/. Грубые оценки показывают, что  $\delta = 0,5$ . Возможная систематическая ошибка величины  $\delta$ , по нашим оценкам, не должна превышать 30%. Эффективность регистрации  $\gamma$ -квантов, обусловленная главным образом их ослаблением на пути до сцинтиллятора, составляет около 0,7. Расчетное значение сечения регистрации для рабочего порога дискриминации 3 Мэв  $\sigma_p = 50$  мбарн.

Определение абсолютного сечения по измерению скорости счета (I) можно сделать лишь грубо, так как размеры пучков известны с плохой точностью и к тому же меняются из-за эффектов встречи в зависимости от токов. Поэтому в данной работе проведено измерение отношения сечений процессов однократного тормозного излучения и рассеяния электронов на малый угол. В свою очередь для исключения ошибок в определении сечения регистрации рассеянных электронов на малый угол, связанных с неточным знанием геометрии

ческого положения счетчиков, были использованы результаты одновременного измерения рассеянных электронов на малые и большие углы /4/.

Основным фоновым процессом является однократное тормозное излучение на остаточном газе в камере. Загрузка счетчика фоновыми  $\gamma$ -квантами составляет

$$n_z = \frac{J \cdot N \cdot d}{e} \cdot \sigma_z, \quad (3)$$

где  $J$  - ток на дорожке,  $N$  - число атомов воздуха в  $1 \text{ см}^3$ ,  $d$  - средняя длина участка орбиты, с которого попадают  $\gamma$ -кванты в счетчик,  $\sigma_z$  - сечение регистрации фонового процесса.

Отношение эффект-фон (2,3) определяется

$$\frac{n_\gamma}{n_z} = \frac{1}{S_{\text{эф}} \cdot N \cdot d \cdot e \cdot f} \cdot \frac{\sigma_\gamma \cdot \delta \cdot J_2}{\sigma_z}, \quad (4)$$

где  $J_2$  - ток второго пучка, если первым считать тот, который движется по направлению на счетчик. Отметим, что отношение  $\sigma_\gamma/\sigma_z$  практически не зависит от порога дискриминации и составляет примерно  $1/30$ .

Эксперимент проводился при вакууме около  $3 \cdot 10^{-8}$  тор,

$S_{\text{эф}} = 10^{-2} \text{ см}^2$ ,  $d = 3 \text{ см}$ . При этих условиях для  $J_2 = 30 \text{ ма}$  отношение эффекта к фону (4) должно составлять 0,5. Следует заметить, что это предельное отношение эффекта к фону. На самом деле фон больше, так как в счетчики попадают  $\gamma$ -кванты не только из места встречи.

Измерение однократного тормозного излучения производилось счетчиком, в который попадают  $\gamma$ -кванты от пучка с верхней дорожки. Измерения встречающихся пучков чередовались с разведенными пучками по фазе. Отношение эффекта к фону составляло около 0,3 при токе второго пучка 40 ма.

Зависимость числа отсчетов от тока второго пучка представлена на рис.2, нормировка сделана на  $1 \text{ мккулон}$  первого пучка. Отклонение от линейной зависимости при больших токах обусловлено

эффектами встречи. На рис.3 представлена аналогичная зависимость с нормировкой на малые углы. Сплошной линией проведено расчетное значение этого отношения. Как видно, экспериментальные результаты согласуются с расчетом.

## П. Вероятность излучения при рассеянии электронов на малый угол

Эффективное сечение процесса равно (формула 7 работы /II/)

$$d\sigma = d\sigma_0 \cdot dW(w)$$

где  $d\sigma_0$  - меллеровское сечение,  $dW = k \frac{dw}{w}$ ,  $k$  - коэффициент, зависящий от геометрии счетчиков электронов и  $\gamma$ -квантов,  $w$  - энергия фотона.

В нашем случае путь рассеянного электрона до счетчика проходит в основном магнитном поле накопителя. Поэтому эффективный размер электронных счетчиков зависит от энергии регистрируемых

$\gamma$ -квантов. Геометрические размеры счетчиков в радиальном направлении таковы, что не регистрируются события с энергией

$\gamma$ -кванта, большей 3,8 Мэв. Расчетная форма спектра  $\gamma$ -квантов с учетом действия магнитного поля приведена на рис.4.

Сечение регистрации процесса запишем в виде

$$\sigma_p = \sigma_m W \delta \varepsilon$$

где  $\sigma_m$  - эффективное сечение для счетчиков под малыми углами,  $\delta$  и  $\varepsilon$  имеют тот же смысл, что и в предыдущем разделе, а  $W$  - вероятность излучения  $\gamma$ -квантов, регистрируемых в условиях эксперимента. Для порога регистрации  $\gamma$ -квантов 1 Мэв расчетное значение  $W = 5 \cdot 10^{-3}$ . Замечания предыдущего раздела по отношению к величине  $\delta$  полностью относятся и к этому эксперименту. Усредненное по спектру значение эффективности  $\varepsilon = 0,65$ . Сечение регистрации процесса  $\sigma_p = 3 \cdot 10^{-30} \text{ см}^2$ .

Выделение событий производилось по совпадениям импульсов с выхода системы регистрации рассеянных электронов на малый угол /6/ и импульсов с  $\gamma$ -счетчика. При наличии совпадений производился амплитудный анализ импульсов с  $\gamma$ -счетчика. Разрешающее время схемы совпадений составляет  $2\tau = 0,4$  мксек. Поскольку фон для системы регистрации малых углов составляет около 5% от эф -

факта, то основным фоновым процессом являются случайные совпадения импульсов от  $\gamma$ -счетчика с истинными событиями рассеяния электронов на малый угол. Измерение фона велось методом введения задержки в схему совпадений. Отношение эффект-фон составляло около 1. За весь цикл измерений зарегистрировано около 1000 событий.

На рис.4 приведены экспериментальные результаты распределения  $\gamma$ -квантов по энергии. Сплошной линией дана расчетная форма спектра с привязкой по оси ординат в области энергий 1 Мэв. Видно, что экспериментальные результаты согласуются с расчетом. Некоторое расхождение в конце спектра может быть связано с ошибками в определении геометрического положения счетчиков под малыми углами.

Экспериментальное значение вероятности излучения

$$W = (4,6 \pm 0,4) \cdot 10^{-3}$$

хорошо согласуется с расчетом. Указанная здесь ошибка является статистической.

### III. Вероятность излучения при рассеянии электронов на большой угол

Регистрация событий производилась по совпадениям импульсов с выхода системы регистрации электронов, рассеянных на большие углы, с импульсами от  $\gamma$ -счетчиков. При наличии совпадений производился амплитудный анализ импульса с  $\gamma$ -счетчика. Регистрация случаев рассеяния электронов осуществлялась системой искровых камер с фотографической регистрацией /3/. Данные амплитудного анализа выводились на этот же кадр. Для увеличения статистической точности в данном эксперименте использовалось два счетчика  $\gamma$ -квантов, регистрирующих излучение электронов с верхней и нижней дорожки, которые дальше для удобства будут называться соответственно "верхним" и "нижним". Диапазон энергии регистрируемых  $\gamma$ -квантов составлял от 3 до 80 Мэв.

Сечение регистрации для этого эксперимента по аналогии с предыдущим разделом

$$\sigma_p = \sigma_b W \delta \epsilon ,$$

где  $\sigma_s$  - сечение рассеяния на большие углы,  $W$  - вероятность излучения  $\gamma$ -кванта,  $\theta$  и  $\xi$  имеют прежний смысл. Расчет вероятности излучения произведен на основе формулы (3) работы /II/, записанной в симметричном виде по углам рассеяния электронов так же, как в работе /2/. Расчетное значение вероятности излучения для 2-х  $\gamma$ -счетчиков в указанном диапазоне энергии

$$W = 5,7 \cdot 10^{-2}.$$

Сечение регистрации составляет  $\sigma_p = 1,1 \cdot 10^{-32} \text{ см}^2$ .

Среди 724 событий рассеяния электронов на большой угол было обнаружено 18 случаев с излучением  $\gamma$ -кванта. На рис. 5 даны гистограммы распределения этих событий по величине

$\frac{E_{\gamma z} - E_{\gamma p}}{E_{\gamma z}}$  для верхнего и нижнего счетчика и их сумма. Здесь  $E_{\gamma z}$  - энергия  $\gamma$ -квантов по данным амплитудного анализа, а  $E_{\gamma p}$  - энергия кванта, вычисленная по данным искровых камер

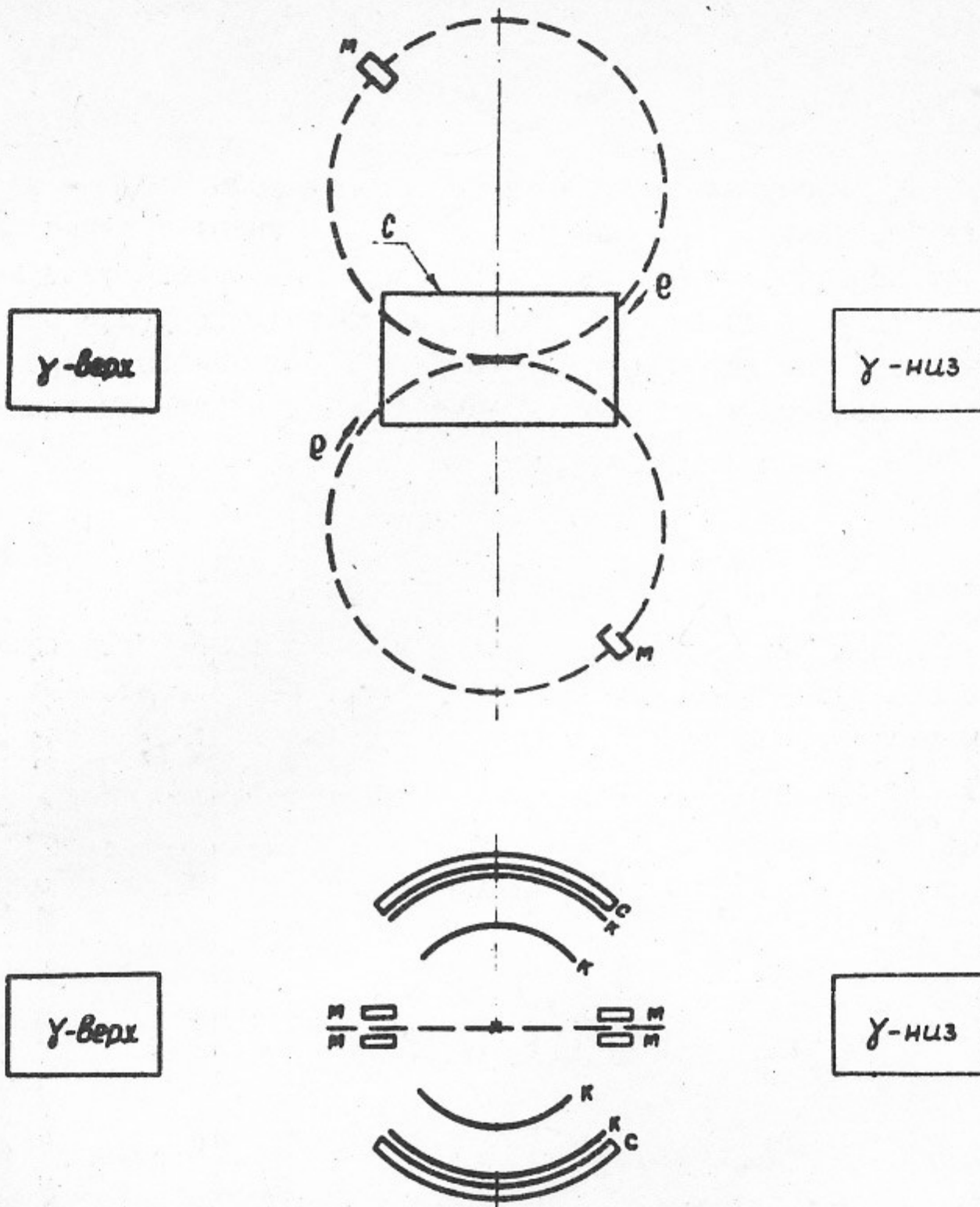
$$E_{\gamma p} = 2E \frac{\sin \Delta \theta}{2 \sin \theta \cdot \cos \frac{\Delta \theta}{2} + \sin \Delta \theta},$$

где  $\theta$  - средний угол рассеяния,  $\Delta \theta$  - угол неколлинеарности между рассеянными электронами,  $E$  - начальная энергия электрона. Истинные события в таком представлении должны быть локализованы около 0. Видно наличие резко выраженного пика около 0. События, далеко расположенные от нуля, могут быть отнесены к фоновым. В суммарной гистограмме можно считать, что таких событий 3. Это число фоновых событий находится в согласии с оценкой числа случайных совпадений по загрузкам  $\gamma$ -счетчиков.

При таком отборе фона экспериментальное значение вероятности излучения  $W = (5,5 \pm 1,7) \cdot 10^{-2}$ . Указанная здесь ошибка является статистической.

В заключение авторы считают приятным долгом выразить благодарность большому коллективу сотрудников, работающих на установке ВЭП-I, а также Байеру В.Н., Фадину В.С., Хозе В.А. за обсуждение теоретических вопросов работы.





$\gamma$ -верх

$\gamma$ -низ

$\gamma$ -верх

$\gamma$ -низ

Рис. I. Геометрическая схема эксперимента.

К - искровые камеры; С - счетчики для запуска искровых камер; М - счетчики электронов, рассеянных на малый угол;  $\gamma$  - верх и  $\gamma$  - низ - счетчики  $\gamma$ -квантов. Апертура  $\gamma$ -счетчика  $2\theta_0 = 3,2^\circ$ .

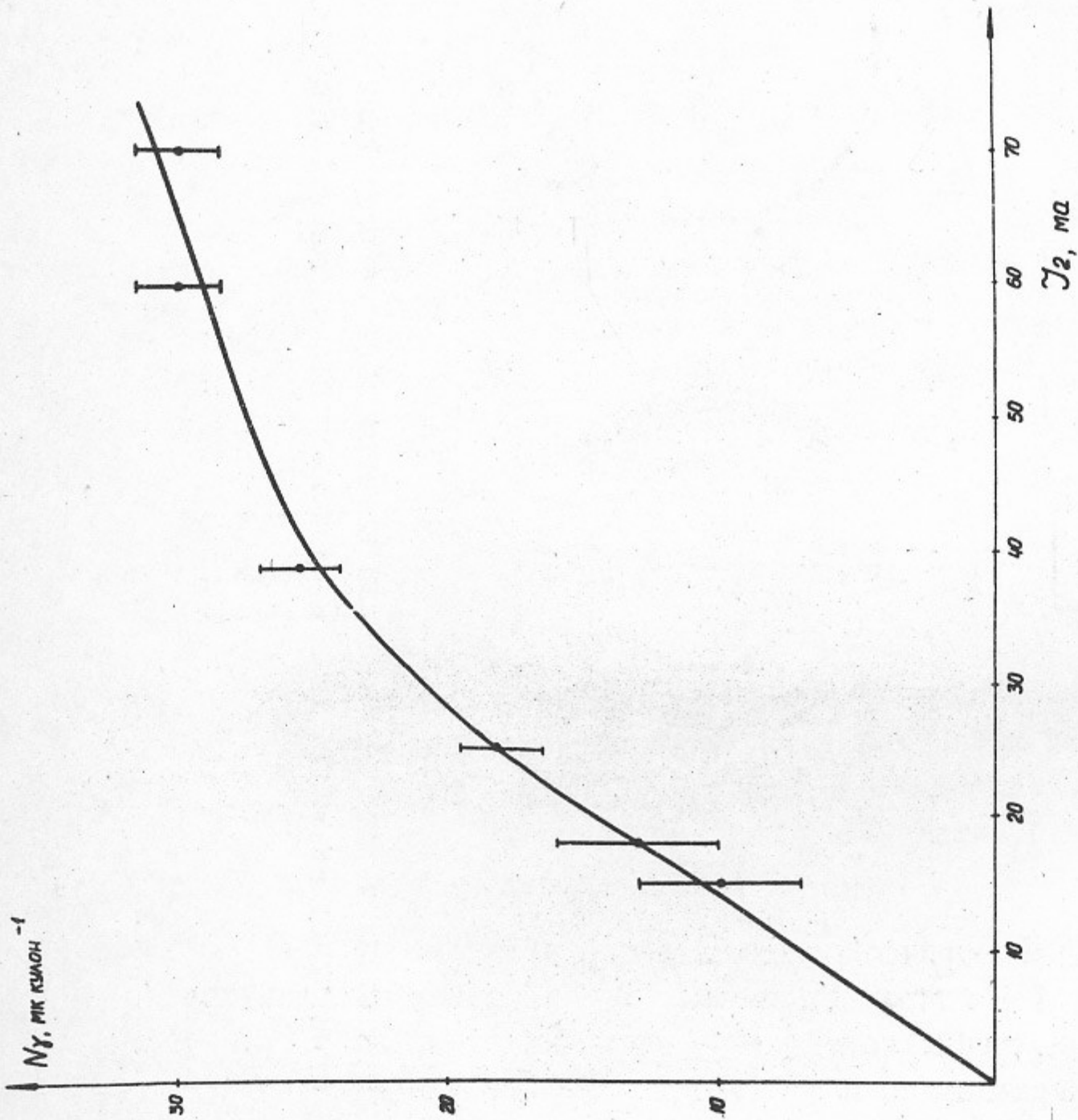


Рис.2. Зависимость числа зарегистрированных  $\gamma$  - квантов от тока второго пучка. Нормировка сделана на  $I \int j_1 dt$  первого пучка.

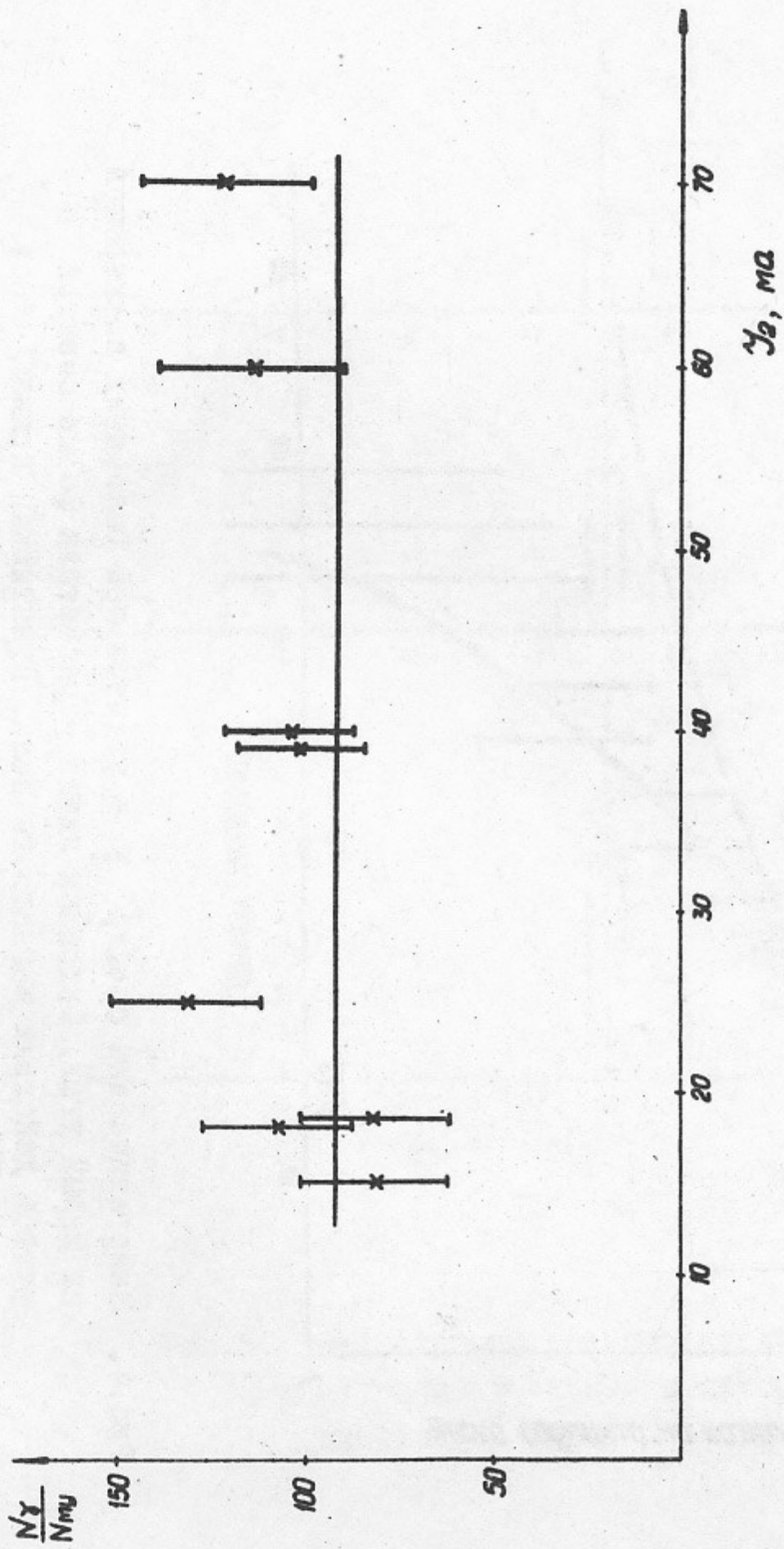


Рис. 3. Отношение числа  $\gamma$ -квантов к числу событий рассеяния электронов на малый угол в зависимости от тока второго пучка.

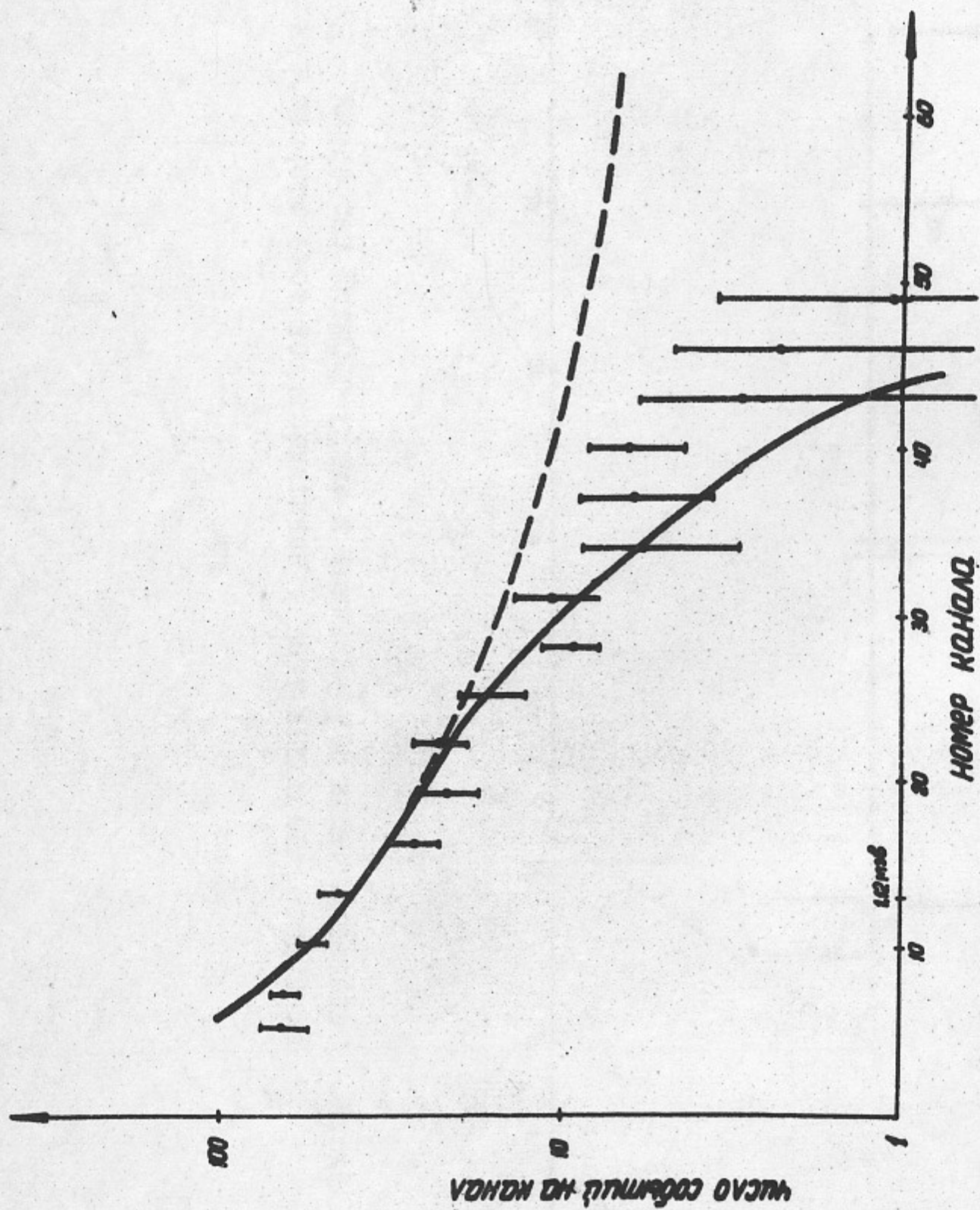


Рис.4. Энергетический спектр  $\gamma$  - квантов при рассеянии электронов на малый угол. Сплошная линия - расчетная форма спектра с учетом действия магнитного поля. Пунктирная кривая - без учета магнитного поля.

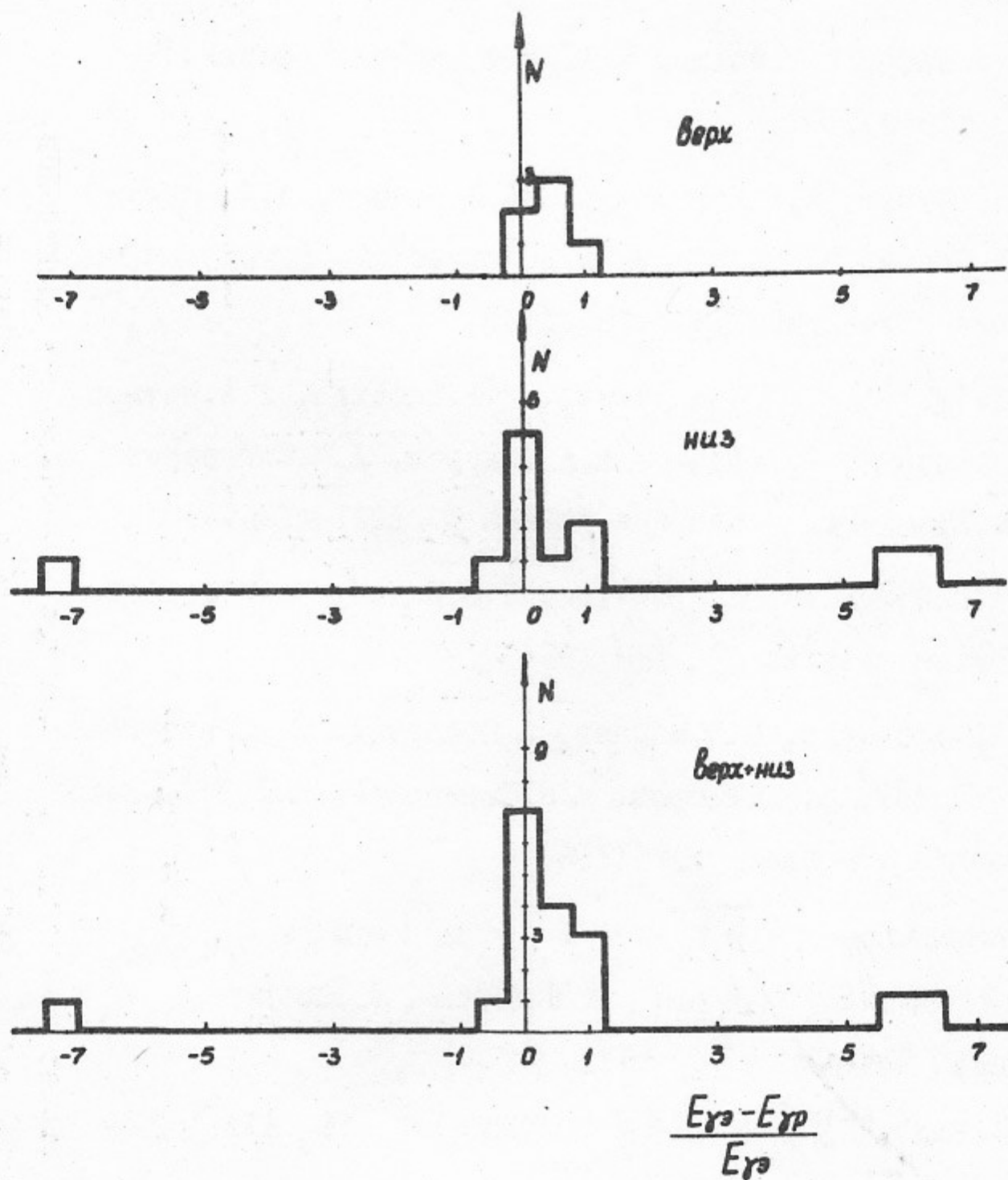


Рис.5. Гистограммы распределения событий по энергии  $\gamma$ -квантов при рассеянии электронов на большой угол.

Л и т е р а т у р а

- I. V. N. Baryer , S. A. Kheifets *Nucl. Phys.*  
47, 313 (1963).
2. В. Н. Байер, В. С. Фадин, В. А. Хозе, ядерная физика 6,  
560 (1967).
3. Г. И. Будкер, Е. А. Кушниренко, А. А. Наумов, А. П. Онучин,  
С. Г. Попов, В. А. Сидоров, А. Н. Скринский, Г. М. Тумайкин.  
Атомная энергия, 19, 498 (1965).
4. Г. И. Будкер, Е. А. Кушниренко, Р. Л. Лебедев, А. А. Наумов,  
А. П. Онучин, С. Г. Попов, В. А. Сидоров, А. Н. Скринский,  
Г. М. Тумайкин. Ядерная физика 6, 1221 (1967).
5. П. И. Голубничий, А. П. Онучин, С. Г. Попов, В. А. Сидоров,  
Атомная энергия 22, 168 (1967).
6. В. Л. Ауслендер, С. И. Мишнев, А. П. Онучин, Е. В. Пахтусова,  
С. Г. Попов, В. А. Сидоров, А. Н. Скринский, А. Г. Хабахпашев.  
Атомная энергия 22, 176 (1967).
7. C. Bernardini , G. F. Corazza , G. Di. Ginano,  
J. Haisinski , P. Marin , R. Quenzoli , B. Toushek  
*Nuovo Cimento* 34, 1473 (1964)
8. V. N. Baryer , V. M. Galitsky *Phys. Let.* 13, 355 (1964)
9. G. A. Altarelli , F. Buccella  
*Nuovo Cimento* 34, 1337 (1964)
10. В. Н. Байер, В. С. Фадин, В. А. Хозе, ЖЭТФ 51, 1135 (1966).
- II. В. Н. Байер, В. С. Фадин, В. А. Хозе, ДАН СССР 174, № 2 (1967).

---

Ответственный за выпуск ГОЛУБНИЧИЙ П.И.

Подписано к печати 22.XI-1967 г.

Усл. 0,5 печ. л., тираж 250 экз.

Заказ № 170

БЕСПЛАТНО

---

Отпечатано на ротапинтере в ИЯФ СО АН СССР