

С 3496

20/х

A-458

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P-9-2933



В.Е. Алейников, В.Н. Лебедев, В. Манцева,  
М.И. Салацкая

ОСЛАБЛЕНИЕ В БЕТОНЕ ПОТОКА НЕЙТРОНОВ,  
ИСПУСКАЕМЫХ ПОД УГЛОМ  $90^\circ$   
К НАПРАВЛЕНИЮ ПЕРВИЧНОГО ПУЧКА ПРОТОНОВ  
СИНХРОФАЗОТРОНА НА 10 ГЭВ

ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

1966

P-9-2833

4539/1, 4p.  
В.Е. Алейников, В.Н. Лебедев, В. Манцева,  
М.И. Салацкая

ОСЛАБЛЕНИЕ В БЕТОНЕ ПОТОКА НЕЙТРОНОВ,  
ИСПУСКАЕМЫХ ПОД УГЛОМ  $90^\circ$   
К НАПРАВЛЕНИЮ ПЕРВИЧНОГО ПУЧКА ПРОТОНОВ  
СИНХРОФАЗОТРОНА НА 10 ГЭВ



При проектировании комплекса защитных сооружений для кольцевых ускорителей протонов на высокие энергии сравнительно часто приходится сталкиваться с геометрией, изображенной на рис. 1. Для этой геометрии характерно такое взаимное расположение источника излучения и защиты, при котором на плоскость защиты падает поток излучения, испускаемого под углом  $\theta = 90^\circ$  по отношению к направлению первичного пучка протонов, бомбардирующего мишень. Сведения относительно выхода и спектрального распределения этого излучения крайне бедны, поэтому а priori оценку необходимой толщины защиты произвести затруднительно. Целью настоящей работы и является получение недостающей информации по ослаблению потока нуклонов и мезонов в защите из бетона, расположенной как указано на рис. 1, и сравнение этих данных с результатами вычислений, проделанных при разумных упрощающих предположениях относительно формы спектрального и углового распределений.

#### Основные характеристики вторичного излучения

Нуклоны и мезоны генерировались на мишени из бериллия размером  $20 \times 40 \times 180$  мм<sup>3</sup> или на медной мишени размером  $30 \times 30 \times 90$  мм<sup>3</sup>, размещенных внутри вакуумной камеры синхрофазотрона ОИЯИ на вводимом прямолинейном промежутке. Выбор бериллия в качестве мишени был обусловлен тем, что спектральные распределения вторичных частиц на бериллии изучены сравнительно хорошо. Выбор меди продиктован в основном практическими соображениями, поскольку основные узлы и детали ускорителя, на которые сворачивается в конце цикла ускорения протонный пучок, выполнены из материалов со средним атомным номером, таких как медь, железо, нержавеющая сталь.

Пространственно-угловое распределение. Пространственное распределение вторичных нуклонов и  $\pi$ -мезонов, генерируемых на мишенях, определяли экспериментально в разных условиях: в геометрии, показанной на рис. 1, когда мишень находится практически вне магнитного поля, а также в случае, когда мишень установлена внутри

вакуумной камеры между полюсами электромагнита. В обоих случаях в качестве детектора частиц высокой энергии использовали пороговый активационный детектор на основе  $C^{12}$  ( $E_{\text{пор. нукл.}} = 20 \text{ Мэв}$ ,  $E_{\text{пор. } \pi} = 50 \text{ Мэв}$ ). Измеренное этим детектором пространственное распределение вторичных частиц приведено на рис. 2. Необходимо отметить, что эти распределения получены не в идеальных условиях, так, в частности, не исключено влияние стенок вакуумной камеры ускорителя и магнитного поля, искажающего траектории заряженных частиц. Однако эти эффекты, как показывают оценки, невелики и полученные пространственные распределения можно приблизительно интерпретировать как угловые. Кроме того, для расчета биологической и технологической защиты данного ускорителя желательнее иметь распределения вторичных частиц, измеренные именно в таких условиях.

Экспериментально найденное значение выхода вторичных компонент ( $\alpha, p, \pi^{\pm}$ ) в телесный угол  $3,73 \pi$  по направлению пучка (что соответствует углу  $150^{\circ}$  между направлением первичных протонов и вылетающих вторичных частиц) равно  $3,5 \pm 0,5$  частиц на один ускоренный протон для медной и  $2,3 \pm 0,5$  для бериллиевой мишени. Из-за отсутствия в нашем распоряжении точных сведений об эффективности использованных нами мишеней затруднительно сделать обоснованное заключение об абсолютной величине выхода на один взаимодействующий протон. По приближенной оценке (полагая, что все протоны в конечном счете проходят через область мишени, что близко к действительности) эффективности медной и бериллиевой мишени равны соответственно 0,4 и 0,3.

Поскольку не исключена возможность непопадания или прохождения циркулирующих протонов лишь через часть мишени, действительное значение выхода будет, очевидно, несколько выше, т.е.:

$$V_{Ca} > 9 \quad V_{Be} > 7,5.$$

По сравнению с опубликованными данными, в частности, с результатами оценки, выполненной по предложенным в [1] эмпирическим формулам, базирующимся на большом фактическом материале ( $V_{Ca} = 5,4$ ,  $V_{Be} = 4,3$  для ливневых частиц); выход, найденный нами, по-видимому, занижен в 2 раза, если учесть сравнительно низкий порог регистрации нашего детектора.

Приведенные на рис. 2 результаты описываются эмпирической зависимостью вида  $k(\theta + \theta_0)^{-n}$ . Величины  $k, \theta, n$  сведены в таблицу 1 в зависимости от материала мишени, причем величина нормирующего множителя  $K$  указана исходя из полного выхода, равного 10 нукл./протон.

Т а б л и ц а 1

Материал мишени	$\theta_0$	$k$	$n$
Медь	0,157	1,2	1,8
Бериллий	0,175	1,14	1,8

Указанная на рисунке погрешность измерений включает в себя как аппаратную ошибку, так и погрешность, возникающую из-за неопределенности при оценке влияния доли протонов, сворачивающихся на стенку вакуумной камеры ускорителя. Влияние этой неопределенности в наибольшей степени сказывается при углах  $\theta > 90^{\circ}$ , когда поток частиц от мишени становится по порядку величины сравнимым с потоком, генерируемым на стенках.

На том же рисунке приведены для сравнения угловые и пространственные распределения вторичных компонент, полученные другими авторами. Кривая 2 на рис. 2а характеризует угловое распределение нейтронов от толстой медной мишени, бомбардируемой протонами с энергией  $6,3 \text{ Гэв}^{/2/}$ . Кривая 2 на рис. 2б получена экспериментально при энергии бомбардирующего пучка протонов  $10 \text{ Гэв}^{/3/}$ . В последнем случае метод измерений был идентичен с применяемым нами, за исключением того, что мишень в [3] была "тонкой" и находилась вне магнитного поля. Последнее обстоятельство следует учитывать при сравнении кривых, поскольку наличие магнитного поля приводит к небольшому уширению кривой углового распределения.

Состав и спектральное распределение. Ожидаемое спектральное распределение вторичных частиц, ( $\pi$ -мезонов и нуклонов), генерируемых на мишени под углом  $\approx 90^{\circ}$  к направлению первичных протонов с энергией 10 Гэв, приведено на рис. 3. Это распределение получено в предположении, что потоки вторичных частиц можно интерпретировать как комбинацию двух независимых распределений поперечного  $p_1$  и продольного  $p_2$  импульсов, т.е. имеет место

$$f(p_1, p_2) dp_1 dp_2 = g_1(p_1) dp_1 \cdot g_2(p_2) dp_2,$$

где  $f(p_1, p_2)$  - вероятность образования частицы с поперечным импульсом  $p_1$  и продольным импульсом  $p_2$ ,  $g_1(p_1)$  и  $g_2(p_2)$  - функции спектрального распределения поперечного и продольного импульсов вторичных частиц.

Далее полагая, что распределение поперечного импульса  $g_1(p_1)$  вторичных частиц не зависит от энергии первичных частиц, что не противоречит результатам экспериментов в диапазоне энергий протонов от нескольких до  $10^4 \text{ Гэв}^{/4/}$  и, следовательно, спектр вторичных частиц, вылетающих под углом  $\approx 90^{\circ}$  к мишени, бомбардируемой протонами с энергией 10 Гэв, идентичен спектру в случае бомбардировки протонами с энергией  $29,5 \text{ Гэв}^{/5/}$  (кривые 1, 2 рис. 3).

Для сравнения на рис. 3 приведен также экспериментальный спектр нейтронов, генерируемых в свинцовой мишени протонами с энергией 10 Гэв под углом  $90^{\circ}$  к направлению первичных протонов, полученный по данным работы [6].

Из рассмотрения приведенных спектров следует, что из мишени под углом  $\approx 90^{\circ}$  к падающему пучку вылетают нуклоны и мезоны с энергией порядка нескольких десятков

или сотен Мэв, причем поток частиц с ростом энергии быстро уменьшается. Из этих частиц имеет значение лишь нейтронная компонента, поскольку большая часть протонов и  $\pi$ -мезонов поглощается в стенках вакуумной камеры и не доходит до защиты. Кроме того на базе 8,35 м (расстояние от мишени до защиты) распадается на лету около 50%  $\pi$ -мезонов. Анализ ядерных взаимодействий в эмульсиях, расположенных на поверхности защиты, дает согласующееся с этими данными соотношение между числом звезд, образованных нейтральной и заряженной компонентами:

$$N_H / N_{\text{зар}} \approx 20.$$

Остается открытым вопрос о величине потока  $\mu$ -мезонов. Однако конкретизировать эту величину нет необходимости, поскольку энергия  $\mu$ -мезонов невелика, и они полностью поглощаются на глубине порядка 1-1,5 м бетона.

### Результаты измерений и обсуждение

На рис. 4 приведены результаты измерений плотности потока частиц (как было показано выше, преимущественно нейтронов) в бетоне ( $\rho = 2350 \text{ кг/м}^3$ ) на различной глубине, полученные с помощью порогового детектора, основанного на измерении наведенной при облучении активности  $C^{11}$  в жидком сплитилляторе. Измерения проводились при трех фиксированных энергиях внутреннего пучка протонов: 10, 7 и 3,2 Гэв. Результаты, полученные при этих энергиях, в пределах экспериментальных ошибок совпадают. Это является, по-видимому, следствием того, что, как отмечалось выше, спектр вторичных частиц, выходящих из мишени под углом  $90^\circ$  к направлению первичных протонов, в этой области энергий почти не зависит от энергии первичных частиц, а средняя множественность нуклонов в интервале энергий от 3 до 10 Гэв изменяется мало<sup>/7/</sup>. На этом же рисунке приведена для сравнения расчетная кривая ослабления потока нейтронов с энергией  $> 20$  Мэв. При расчете этой кривой полагали, что скорость ослабления потока таких нейтронов определяется в основном скоростью ослабления потока нейтроной с энергией выше 80 Мэв<sup>/8/</sup>. В вычислениях использовали полученное в работе<sup>/8/</sup> решение кинетического уравнения для мононаправленного монохроматического потока нейтронов, падающих перпендикулярно на полубесконечный поглотитель, без учета угловой расходимости нейтронов в результате взаимодействия с ядрами:

$$\Phi(x) = e^{-\mu x} I_0(2\sqrt{\eta \mu x (E_0 - E_1)}) \quad (1)$$

здесь  $\Phi(x)$  - поток нейтронов на глубине  $x$  с энергией большей чем  $E_1 = 80$  Мэв,  $\mu = 2,27 \cdot 10^{-2} \text{ см}^{-1}$  - линейный коэффициент ослабления нейтронов, равный  $\rho_0 \sigma_{1n}$ , (где  $\sigma_{1n}$  - сечение неупругого взаимодействия нейтронов с ядрами, а  $\rho_0$  - число ядер поглотителя в  $1 \text{ см}^3$ );  $I_0(2\sqrt{\eta \mu x (E_0 - E_1)})$  - функция Бесселя нулевого порядка мнимого аргумента;  $E_0$  - энергия первичных нейтронов.

Коэффициент  $\eta$  можно представить<sup>/8/</sup> в виде:

$$\eta = \nu(E') f(E) A(E'),$$

где  $\nu(E')$  - средняя множественность вторичных нейтронов, образующихся при неупругом взаимодействии нейтрона с энергией  $E'$  с ядром;  $f(E)$  - спектр вторичных нейтронов;  $A(E') = [\int_{E_0}^{E'} f(E) dE]^{-1}$  - нормировочный множитель.

Поскольку решение кинетического уравнения, полученное в работе<sup>/8/</sup>, справедливо лишь при  $\eta = \text{const}$ , то при расчете кривой ослабления для  $\nu(E')$  и  $f(E)$  выбрали средние значения в интервале энергий 80-200 Мэв. В качестве спектра нейтронов использовали при вычислении спектр, представленный на рис. 3 (кривая 2).

Спектр нормировали к плотности потока частиц, измеренной пороговым углеродным детектором в точке перед защитой ( $x=0$ ). Приведенная на рис. 4 кривая ослабления рассчитывалась для  $E_1 = 80$  Мэв и  $\eta = 2,8 \cdot 10^{-3} \text{ Мэв}^{-1}$ . Как можно видеть, наблюдается хорошее согласие расчетной кривой с экспериментальными результатами. На рис. 4 приведены также результаты измерений плотности потока нейтронов с энергией  $< 20$  Мэв на различной глубине в бетоне, полученные с помощью "длинного" пропорционального счетчика, наполненного  $\text{BF}_3$ . Из сравнения кривых ослабления нуклонов с  $E > 20$  Мэв и нейтронов с  $E_n < 20$  Мэв на толщинах бетона, больших 100 см (т.е. там, где первичных частиц практически уже нет), следует, что средний фактор накопления нейтронов с  $E_n < 20$  Мэв равен 2.

Кроме измерения плотности потока нуклонов в защите были также облучены ядерные эмульсии типа  $\mu p$ . На рис. 5 приведены результаты измерения плотности звезд на различных глубинах в бетоне. На этом же рисунке дана расчетная кривая зависимости плотности нейтронных звезд от толщины бетона, рассчитанная с помощью формулы (1). Порог звездообразования принимали равным 80 Мэв,  $\eta = 2,8 \cdot 10^{-3} \text{ Мэв}^{-1}$ , а спектр первичных нейтронов нормировали к плотности нейтронных звезд в точке перед защитой ( $x=0$ ). Сечение звездообразования принимали независимым от энергии нейтронов.

Как следует из рис. 4 и 5, закон ослабления потоков нейтронов можно считать экспоненциальным. Полученные в настоящей работе толщины слоев половинного ослабления ( $\Delta_{1/2}$ ) потоков вторичных частиц в бетоне ( $\rho = 2350 \text{ кг/м}^3$ ) приведены в таблице 2. В этой же таблице приведены для сравнения  $\Delta_{1/2}$  при энергиях 0,17-0,66 Гэв, заимствованные из работы<sup>/8/</sup>.

Т а б л и ц а 2

Энергия первич- ных про- тонов, Гэв	Направление пучка вторич- ных частиц	Метод измерений	$\Delta \frac{1}{2}$	
			экспер.	расчет
0,170	0°	пороговый детектор	29 ± 2	33 ± 2,8
0,250	0°		34,5 ± 2	36 ± 2,8
0,350	0°	-"-	38 ± 2	38,5 ± 3,1
0,480	0°	-"-	43 ± 3	41 ± 3,3
0,660	0°	-"-	42 ± 1	42,3 ± 3,3
3,2	90°	-"-	45 ± 2	43,5
7,0	90°	-"-	45 ± 2	43,5
10,0	90°	-"-	45 ± 2	43,5
-"-	-"-	"длинный" счетчик	44 ± 2	43,5
-"-	-"-	яд. фотоэмульсии	50 ± 4	43,5

Из таблицы видно, что толщины слоев полуслабления вторичного излучения в бетоне, полученные в данной работе, близки по величине к  $\Delta \frac{1}{2}$  для вторичного излучения под 0° к первичному пучку на синхротроне на 880 Мэв<sup>1/8</sup>. Однако для нашей геометрии характерно почти полное отсутствие переходной области на кривых ослабления (рис.4-5), что хорошо согласуется со спектром падающих нейтронов (рис. 3).

Приведенные данные позволяют полностью выполнить расчет боковой защиты синхрофазотрона ОИЯИ, полагая с достаточной для практических целей точностью, что сечение выведения очень быстрых частиц для обычного бетона ( $\rho = 2350 \text{ кг/м}^3$ ) равно

$$\Sigma_{\text{ем}} = 0,65 \cdot 10^{-3} \text{ м}^2/\text{кг}.$$

Полученные результаты можно, очевидно, использовать и при проектировании боковой защиты кольцевых ускорителей протонов на большие энергии, вплоть до сотен Гэв, так как спектры вторичных частиц, вылетающих под углом ~ 90° к мишени, как уже говорилось, слабо зависят в этом интервале энергий от энергии первичных протонов.

Авторы благодарят Б.С. Сычева за ценные критические замечания при обсуждении работы.

## Л и т е р а т у р а

1. W. Yucker. Transact of the Am. Nucl. Soc. 8, 632 (1965).
2. B. Moyer, Premiere Colloque International sur la Protection Aupres des Grands Accelérateurs, p.65 (Presses Universitaires de France, Paris, 1962).
3. L. Hoffman and A. Sullivan Nucl. Instr. and Methods 32 61 (1965).
4. Cocconi G. Fluxes of Secondary Particles from Ultrarelativistic Proton Accelerators. Ithaca, 1961 (Cornel. Univ.)
5. R. L. Cool. Proceedings of the Brookhaven International Conference on High Energy Accelerators (Sept. 1961) p. 15.
6. М. Аникина и др. Препринт ОИЯИ Р-2085, Дубна 1965.
7. В.С. Барашенков и др. Препринт ОИЯИ Р-2393, Дубна 1965.
8. М.М. Комочков, Б.С. Сычев. Препринт ОИЯИ 1167, Дубна 1963.
9. Alsmiller R. and Baridh J. Nucl. Instr. and Methods 36 309 (1965).

Рукопись поступила в издательский отдел  
19 сентября 1966 г.

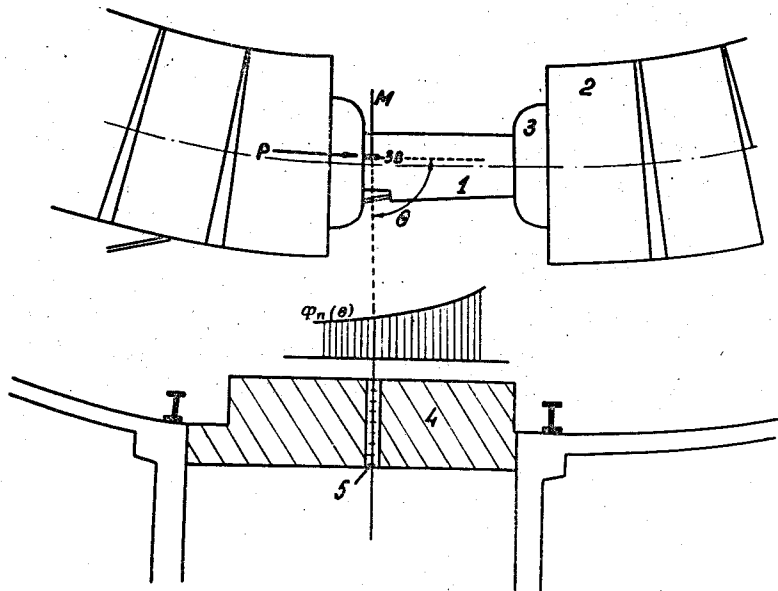


Рис. 1. Схема эксперимента. 1 - прямой промежуток; 2 - ярмо электромагнита синхрофазотрона; 3 - обмотка; 4 - бетонная защита; 5 - экспериментальная установка; М - мишень, р - направление протонного пучка.

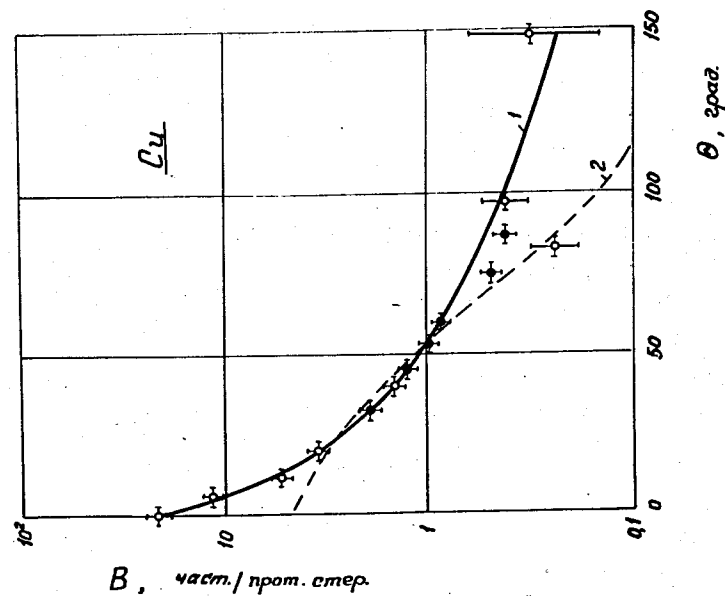
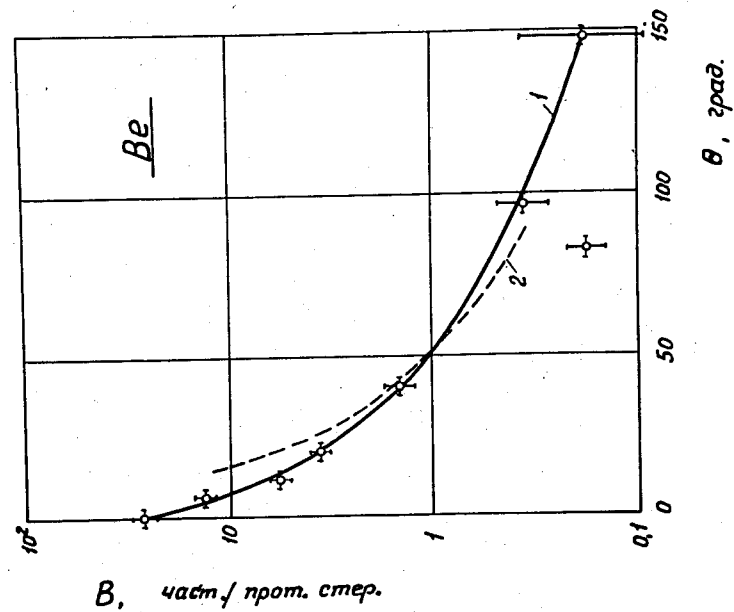


Рис. 2. Пространственные распределения нуклонов с энергией выше 20 Мэв и  $\pi$ -мезонов с энергией выше 50 Мэв. а) Медная мишень;  $\bullet$  - эксперимент; 1 - функция вида  $k(\theta + \theta_0)^{-2}$ ; 2 - угловая зависимость, вычисленная Мoyerом для первичных протонов с энергией 6,3 Гэв. б) Бериллиевая мишень;  $\circ$  - эксперимент; 1 - функция вида  $k(\theta + \theta_0)^{-2}$ ; 2 - угловая зависимость, найденная экспериментально для тонкой мишени при энергии первичных протонов 10 Гэв.

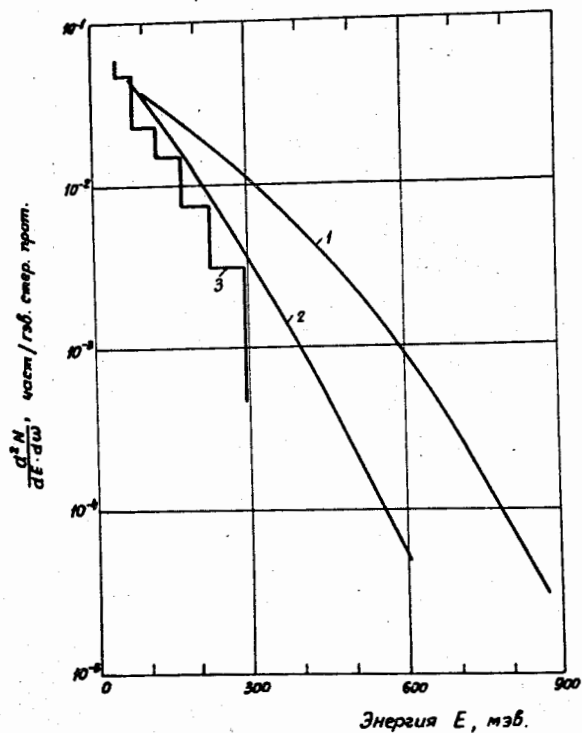


Рис. 3. Энергетический спектр нейтронов, испускаемых под углом  $90^\circ$  к мишени из материала со средним атомным номером. 1 -  $\pi$ -мезоны на Ве-мишени<sup>/5/</sup>; 2 - протоны на Ве-мишени<sup>/5/</sup>; 3 - нейтроны на Рь-мишени<sup>/8/</sup> (для удобства сравнения кривая перенормирована).

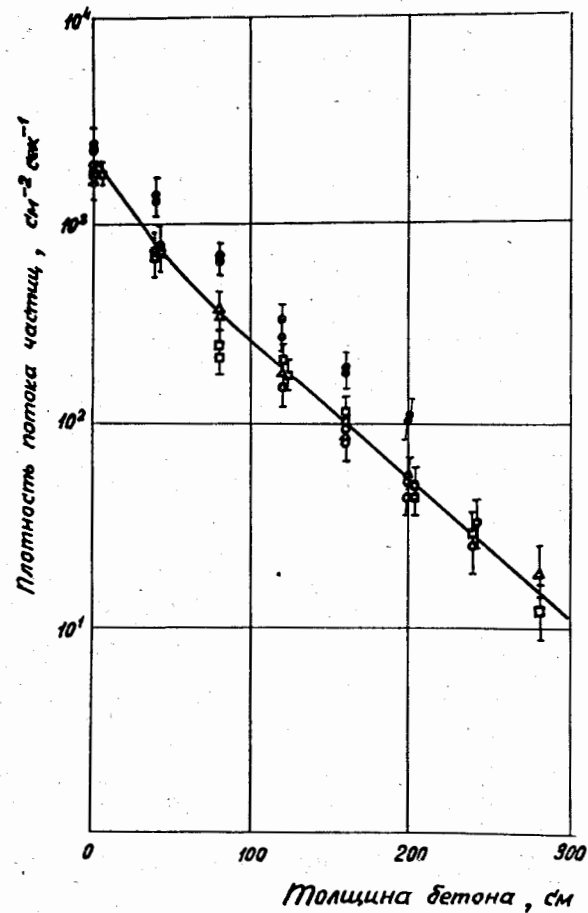


Рис. 4. Ослабление нейтронов ( $E_n < 20$  Мэв) и нуклонов ( $E > 20$  Мэв) в бетоне ( $\rho = 2350 \text{ кг/м}^3$ ).  $\circ, \Delta, \square$  - нуклоны при энергии первичных протонов 10; 7 и 3,2 Гэв ( $\circ$  - 10 Гэв,  $\Delta$  - 7 Гэв,  $\square$  - 3,2 Гэв); — расчет;  $\bullet$  - нейтроны ( $E < 20$  Мэв) при энергии первичных протонов 10 Гэв.



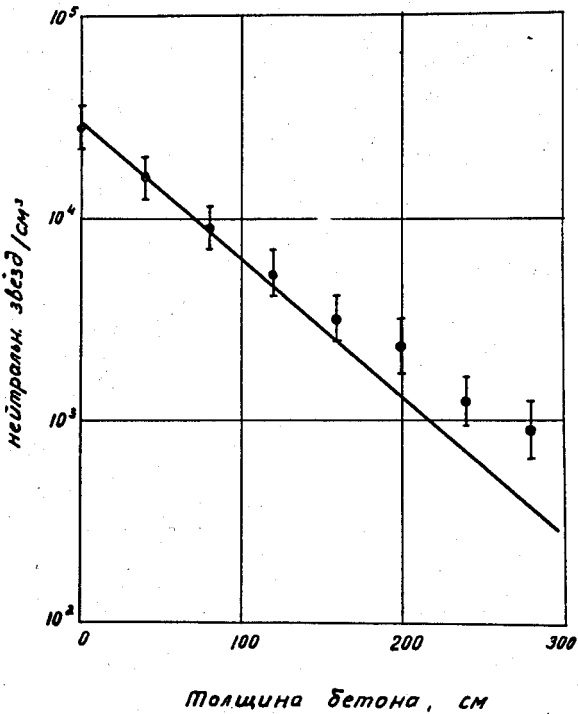


Рис. 5. Плотность нейтронных звезд в ядерной фотоэмульсии на разной глубине в бетоне ( $\rho = 2350 \text{ кг/м}^3$ ). ● - эксперимент (энергия первичных протонов 10 Гэв); — расчет.