

с 349а

Л-33

6/1-66.

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P-2446



В.Н. Лебедев

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ  
ФУНКЦИИ ПРОСТРАНСТВЕННОГО  
РАСПРЕДЕЛЕНИЯ НЕЙТРОНОВ  
ВОКРУГ СИНХРОФАЗОТРОНА НА 10 ГЭВ

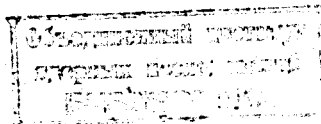
ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

1965

P-2446

В.Н. Лебедев

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ  
ФУНКЦИИ ПРОСТРАНСТВЕННОГО  
РАСПРЕДЕЛЕНИЯ НЕЙТРОНОВ  
ВОКРУГ СИНХРОФАЗОТРОНА НА 10 ГЭВ



Значительное повышение интенсивности внутреннего протонного пучка действующих ускорителей на высокие энергии связано, как правило, с реконструкцией комплекса защитных сооружений ускорителя, т.е. в конечном счете с большими финансовыми затратами. В этой связи особое значение приобретает достаточно надежное прогнозирование уровней излучения вокруг таких ускорителей, поскольку толщина защиты определяется необходимостью снижения именно этих уровней излучения до крайне малых величин<sup>х/</sup>, рекомендуемых "Санитарными правилами"<sup>/1/</sup>.

Распространение нейтронов на большие расстояния от источника излучения, в данном случае от ускорителя, обязано в основном процессу отражения нейтронов от верхней полусферы в результате однократных или многократных взаимодействий, большей частью упругих, с ядрами азота и кислорода. Немаловажное значение имеет и прямое распространение частиц разной энергии, проникших через защиту, а также диффузия нейтронов. В полный поток нейтронов, обусловленный названными процессами, входит также поток нейтронов, отраженных от поверхности земли. Указанная проблема изучалась многими авторами<sup>/2-14/</sup>, однако единое мнение на этот счет пока отсутствует, и любая дополнительная информация по этому вопросу может оказаться полезной.

В настоящей работе, являющейся продолжением работы<sup>/14/</sup>, приведены на основе новых, более тщательных измерений уточненные результаты изучения некоторых компонент поля излучения, главным образом нейтронов низких и средних энергий, а также величин, необходимых для определения полной нейтронной дозы на больших расстояниях от синхрофазотрона на 10 Гэв.

#### Методика измерений. Погрешность

В работе<sup>/14/</sup> показано, что поле излучения на расстоянии свыше 150 м от здания ускорителя можно рассматривать в пределах ошибки измерений как поле с цилиндричес-

---

<sup>х/</sup> Предельно допустимое превышение уровней облучения населения над естественным фоном согласно<sup>/1/</sup> составляет величину порядка 0,05 бэр/год. Для сравнения укажем, что величина внешнего естественного облучения населения, проживающего в средней полосе СССР, по данным работы<sup>/15/</sup>, равна в среднем 0,1 бэр/год.

кой симметрией, центр которого совпадает с геометрическим центром здания синхротрона.

На следующей стадии измерений рассматривали четыре наиболее характерных с точки зрения геометрии защиты направления:  $R_3$  - за толстой, но низкой защитой барьерного типа (в сечении  $8 \times 12 \text{ м}^2$ ) приблизительно по направлению интенсивного  $\pi$ -мезонного пучка;  $R_2$  - за защитой барьерного типа меньшей толщины (4 м в основании, 1,5 м в верхней части барьера высотой 16 м);  $R_1$  - за тонкой защитой (0,6 м);  $R_4$  - без защиты, в пределах прямой видимости от мишени под углом  $\approx 80^\circ$  к направлению падающего на мишень пучка протонов. Названные радиальные направления и места установки рабочих мишеней указаны на рис. 1.

Для определения потоков быстрых и промежуточных нейтронов использовали, как и в работе /14/, метод, предложенный Ханкинсом. /17/ Этот метод позволяет получить тот необходимый минимум информации, который требуется для определения величины дозового эквивалента в бэрах. В качестве чувствительного детектора нейтронов служил пропорциональный BF<sub>3</sub>-счетчик типа СНМО-5 с набором полиэтиленовых фильтров-замедлителей толщиной 20, 40 и 120 мм. Основные пространственно-энергетические характеристики детектора приведены в работе /16/. Электрическая схема датчика излучения с таким детектором выполнена на полупроводниках и сочетает в себе необходимое быстродействие с малыми габаритами и весом. С целью уменьшения числа фоновых импульсов, что особенно важно при измерениях малых плотностей потока нейтронов, аппаратура включалась только во время сброса пучка на нужную мишень.

Необходимость в постоянном контроле за режимом работы ускорителя, а также ряд других технических проблем, в частности вопросы правильного и тщательного мониторинга при большом числе мониторов, заставили нас прибегнуть к кабельному варианту, при котором питание для датчиков излучения и полученная от них информация передавались на основной пульт, расположенный в здании ускорителя, по одиночному кабелю длиной до 800 метров.

Полная относительная ошибка измерений оценена в  $\pm 10\%$ . Эта величина включает в себя аппаратную погрешность, ошибку мониторинга и статистическую ошибку измерений, величина которой даже при малых плотностях потока не превышала 5%. Величина абсолютной ошибки значительно больше - в основном за счет погрешности при определении фактической интенсивности внутреннего пучка протонов - и составляет  $\pm 30\%$ .

## Обсуждение результатов

Основные результаты измерений представлены в виде графиков на рис. 2. Графики характеризуют изменение с расстоянием плотности потока тепловых -  $\Phi_T$ , промежуточных ( $0,4 \text{ эв} < E_n < 0,1 \text{ Мэв}$ ) -  $\Phi_{пр}$  и быстрых ( $0,1 < E_n < 20 \text{ Мэв}$ ) нейтронов -  $\Phi_6$ , а также эффективной энергии быстрых нейтронов -  $E_n \text{ эф}$  и их доли в общем потоке промежуточных и быстрых нейтронов  $n_6$ .

$$n_6 = \frac{\Phi_6}{\Phi_6 + \Phi_{пр}} \quad (1)$$

На всех графиках начало отсчета по горизонтальной шкале совпадает с геометрическим центром здания ускорителя. Геометрия местной защиты на данном радиальном направлении оказывает влияние на поток нейтронов до расстояния приблизительно до 130-150 м (радиус здания ускорителя, как видно из рис. 1, изменяется в пределах 45-85 м).

Сравнение кривых плотности потоков  $\Phi_{пр}$  и  $\Phi_6$  на рисунке 2 подтверждает сделанный в /14/ вывод о независимости закона изменения этих потоков от ориентации данного радиального направления относительно направления первичного ускоренного пучка протонов в месте его падения на мишень. Этот вывод не согласуется с данными, приведенными в работах /3,9/.

Соотношение между потоками быстрых и промежуточных нейтронов в зависимости от расстояния изменяется незначительно. На расстоянии 200-250 м поток промежуточных нейтронов приходит в равновесие с потоком быстрых нейтронов. Фактор накопления промежуточных нейтронов  $V_{пр}$  при этом становится равным  $\approx 2,3$ . Вблизи от стен здания плотность потока промежуточных нейтронов возрастает по сравнению с плотностью потока быстрых в несколько раз. Это обусловлено, как показано в /18/, значительным накоплением промежуточных нейтронов в железе яра электромагнита и в бетоне внешней защиты. Равновесие между потоком тепловых и промежуточных нейтронов наступает, по-видимому, при  $r > 400 \text{ м}$ .

Изменение спектра нейтронов. В качестве критерия для оценки изменения спектра нейтронов приняли эффективную (по дозовому действию) энергию нейтронов спектра  $N(E_n) - E_n \text{ эф}$ . Величина  $E_n \text{ эф}$  однозначно связана с  $\overline{D(E_n)}$

$$\overline{D(E_n)} = \frac{\int N(E_n) D(E_n) dE_n}{\int N(E_n) dE_n} \quad (2)$$

где  $D(E_n)$  - известное соотношение доза-энергия нейтронов с учетом многократных соударений /19/.

Величину  $E_{n \text{ эф}}$  определяли экспериментально на основе упомянутого метода Ханки - са /17/ по графикам, приведенным в работе /18/. Следует отметить, что определение

$E_{n \text{ эф}}$  указанным методом очень специфично. Величина эффективной энергии как функция отношения скорости счета при разных фильтрах в сильной степени зависит не только от аппаратной погрешности, но даже от небольших статистических флуктуаций интегрального счета с каждым фильтром. В особенности это сказывается при низких плотностях потока нейтронов. По этой причине, несмотря на все принятые меры (многократность измерений, набор достаточной статистики, тщательность мониторинга и т.д.), вряд ли следует интерпретировать эти результаты количественно. По-видимому, можно говорить лишь о качественной картине изменения спектра с расстоянием. Зависимость  $E_{n \text{ эф}}$  от расстояния для различных радиальных направлений приведена на рис. 2 и 3. Нетрудно заметить одинаковый характер этой зависимости на всех четырех радиальных направлениях. Начиная с  $r = 400$  м, спектр можно интерпретировать как равновесный (этому расстоянию соответствует слой воздуха толщиной  $55 \text{ гр/см}^2$ ). Наличие минимума на кривой  $E_{n \text{ эф}} = f(r)$  связано с образованием над зданием в результате отражения от верхней полусферы облака медленных нейтронов, которое достигает поверхности земли на некотором расстоянии от здания. В данном случае это расстояние и равно 200-250 м. Подъем кривой вблизи здания свидетельствует отчасти о наличии "тени" для этих нейтронов. Возможно также, с другой стороны, что этот подъем связан с отличием фактического спектра промежуточных нейтронов в области  $E_n < 0,1$  Мэв от идеального спектра  $N(E_n) = \frac{k}{E_n}$ , предположение о наличии которого было заложено в исходные данные для определения  $E_{n \text{ эф}}$ .

Сравнительно хорошее согласие представленных на рис. 2 данных достаточно убедительно свидетельствует о достоверности упомянутых качественных представлений. Особенно наглядно это показано на рис. 3, на котором приведены все результаты измерений эффективной энергии нейтронов, выполненные в разное время около синхрофазотрона ОИЯИ. На том же графике приведены результаты измерений  $E_{n \text{ эф}}$ , выполненные на других аналогичных ускорителях /6,7,13/.

Распределение дозового эквивалента излучения. На рис. 4 приведены дозовые распределения нейтронов, вычисленные на основании приведенных на рис. 2 данных. Более тщательные измерения дали возможность уточнить закон изменения дозовых распределений быстрых и промежуточных нейтронов по сравнению с предварительными данными, опубликованными в работе /14/. При этом следует отметить, что упомянутая выше неоп-

<sup>x/</sup> Доза излучения, выраженная в бэр'ах.

ределенность величины  $E_{n \text{ эф}}$  крайне слабо влияет на вычисленное значение дозового эквивалента, поскольку неопределенность  $E_{n \text{ эф}}$  в значительной степени компенсируется соответствующим изменением величины  $\frac{1}{b}$ , одновременно с которой определяется эффективная энергия. Из графика на рис. 4 следует также, что основной вклад в полный дозовый эквивалент - до 80-89% в зависимости от расстояния - вносят быстрые нейтроны с энергией 0,1-20 Мэв. Вклад промежуточных нейтронов (0,4 эв - 0,1 Мэв) при  $r > 300$  м составляет менее 10%, а тепловых - менее 3% полной нейтронной дозы. Этот вывод наглядно иллюстрируется таблицей 1, в которой приведен вклад различных компонент в полную нейтронную дозу в зависимости от расстояния.

Функция пространственного распределения нейтронов. Аналитически определить эту функцию с учетом реальной геометрии трудно. В наиболее простом виде - для случая точечного изотропного источника быстрых нейтронов в неограниченной изотропной рассеивающей среде со слабым поглощением - эта задача применительно к ускорителям высокой энергии решена Лянденбаумом /3,4/. Однако в силу ряда упрощений, сделанных при вычислении, это решение позволяет лишь приблизительно судить о фактической плотности потока нейтронов. Это наглядно показано на рис. 5 (кривая 1) и в таблице 2.

В работе /20/ упоминается о предложенной Томасом эмпирической формуле для определения плотности потока быстрых нейтронов на расстоянии  $r$  от ускорителя:

$$\Phi(r) = \frac{2,8 \cdot Q}{4\pi r} e^{-\frac{r}{267}(1 - e^{-\frac{r}{56}})}, \quad (3)$$

где  $\Phi(r)$  - функция распределения плотности потока нейтронов,

2,8 - нормирующий множитель,

$Q$  - полный поток нейтронов с энергией более 0,1 Мэв, вышедший за пределы ядра ускорителя,

$r$  - расстояние от источника излучения в метрах.

Эта формула хорошо описывает изменение плотности потока быстрых и промежуточных нейтронов около синхрофазотрона до расстояния  $r \leq 300$  м. На больших расстояниях возникает прогрессирующая ошибка, достигающая на расстоянии  $r = 700$  м величины порядка 30%. J. Vaarti /11/ интерпретирует экспериментальные данные, полученные на протонном синхротроне на энергию 28 Гэв в ЦЕРНе, функцией вида

$$D(r) = \frac{D_0(r_0)}{r^n} \quad (n = 2,46), \quad (4)$$

где  $D(r)$  - доза, обусловленная всеми компонентами излучения на расстоянии  $r$ ,

$D_0$  - то же на расстоянии  $r_0$ ,

$r$  - расстояние в метрах.

Эта функция также приведена на рис. 5 (кривая 6). В нашем случае функцию пространственного распределения потока и дозы нейтронов вокруг синхрофазотрона на 10 Гэв можно представить в виде нескольких эмпирических формул. Одна из них представляет собой попытку дополнить решение, найденное Лидденбаумом:

$$\Phi_6(r) = \frac{I \cdot A \cdot k_1 \cdot k_{\text{геом}}}{4\pi} \left[ \frac{e^{-\frac{r}{L}}}{D \cdot r} + \frac{34 \cdot e^{-\Sigma_t \cdot r}}{r^2} \cdot \epsilon(c, r) \right] \quad (5)$$

( $r > 120$ ),

где  $\Phi_6(r)$  — функция пространственного распределения плотности потока быстрых нейтронов ( $0,1 < E_n < 20$  Мэв), нейтр/м<sup>2</sup>сек.

$I$  — интенсивность внутреннего протонного пучка с энергией  $E_p$ , прот/сек.  
 $A$  — коэффициент, учитывающий толщину и материал мишени, толщину и конфигурацию защиты, конфигурацию ярма электромагнита, эффективный телесный угол выхода излучения в верхнюю полусферу, множественность генерации нейтронов и т.д.

$$A = 7,84 \cdot 10^{-2} \text{ нейтр/прот.}$$

Коэффициент  $A$  можно интерпретировать как эффективный выход нейтронов в верхнюю полусферу на один протон с энергией  $E_p = 10$  Гэв.

$r$  — расстояние от оси вакуумной камеры синхрофазотрона до рассматриваемой точки в метрах.

$k_1$  — коэффициент, учитывающий величину конечной энергии протонов, взаимодействующих с данной мишенью

$$k_1 = \left( \frac{E_p}{E_0} \right)^{0,7}, \quad \text{где } E_0 = 10 \text{ Гэв.}$$

$D$  — коэффициент диффузии ( $D = 52$  м).

$k_{\text{геом}}$  — коэффициент, учитывающий влияние геометрии источника излучения и защиты на данном радиальном направлении

$$k_{\text{геом}} \cong \left[ 1 + 2 \cdot 10^{-4} (r-100)^2 e^{-\frac{r-100}{53}} \right] F(\theta), \quad (6)$$

$F(\theta) = 0,5 - 1$ , в зависимости от выбранного радиального направления.

$$\epsilon(c, r) = \left( \frac{2}{c \cdot \log r} \right)^2 - \text{табулировано в работе } /22/.$$

$$c = \frac{\sigma_s}{\sigma_t} - \text{отношение сечения упругого рассеяния нейтронов к полному сечению} \\ \text{(для воздуха } c = 0,97).$$

$$\Sigma_t = N \bar{\sigma}_t - \text{полное макроскопическое сечение в м}^{-1} \\ \left( \frac{1}{\Sigma_t} = 135 \text{ м} \right).$$

$L$  — длина диффузии нейтронов ( $L = 242$  м в данном случае).

Выбор именно такого вида функции  $\Phi(r)$  отвечает физическим представлениям о распространении нейтронов на большие расстояния <sup>/23/</sup>. Выражение (5) в пределах  $120 \text{ м} < r < 720 \text{ м}$  хорошо согласуется с экспериментальными данными, однако применимость его именно при таких параметрах на больших расстояниях не очевидна, а графическая аппроксимация сильно затруднена переменной крутизной кривой в координатах  $4\pi r \cdot \Phi(r) = f(r)$ .

Стремление придать экспериментально найденной зависимости форму, удобную для вычислений и для аппроксимации при  $r > 720$  м, приводит к выражениям, аналогичным формуле (3), но с другими параметрами:

$$\Phi_{6+\text{пр}}(r) = \frac{I \cdot A \cdot k_1 \cdot k'_{\text{геом}}}{4\pi r^2} e^{-\frac{r}{\lambda_{\text{эф}1}}}, \quad (7)$$

$$D_{6+\text{пр}}(r) = \frac{I \cdot A \cdot k_1 \cdot k''_{\text{геом}} \cdot k_g}{4\pi r^2} e^{-\frac{r}{\lambda_{\text{эф}2}}}, \quad (8)$$

где:  $\Phi_{6+\text{пр}}(r)$ ,  $D_{6+\text{пр}}(r)$  — функций пространственного распределения соответственно плотности потока и дозы нейтронов с энергией  $0,4 \text{ эв} < E_n < 20$  Мэв, нейтр/м<sup>2</sup>сек;

$\lambda_{\text{эф}}$  — эффективная длина ослабления нейтронов в воздухе

$$\left( \lambda_{\text{эф}1} = 358 \text{ м}, \quad \lambda_{\text{эф}2} = 381 \text{ м} \right);$$

$k'_{\text{геом}}$ ,  $k''_{\text{геом}}$  — коэффициенты, учитывающие влияние геометрии

$$k'_{\text{геом}} = 17,6 \left( 1 - 1,15 e^{-\frac{r}{70}} \right) \cdot F(\theta),$$

$$k''_{\text{геом}} = 17,6 \left( 1 - 1,10 e^{-\frac{r}{95}} \right) \cdot F(\theta),$$

$$F(\theta) = 0,5 - 1;$$

$k_g$  — коэффициент, учитывающий дозовое преобразование (для нейтронов с данным спектром  $k_g = 1,15 \cdot 10^{-2}$ );

$A$ ;  $I$ ;  $k_1$ ;  $r$  — аналогичны соответствующим величинам в формуле (5). Различие  $\lambda_{\text{эф}1}$  и  $\lambda_{\text{эф}2}$  обусловлено изменением удельной дозы на единичный поток нейтронов, вызванное изменением спектра нейтронов на участке 200–600 м.

Физический смысл этих выражений становится ясным, если предположить, что рассматриваемые группы нейтронов ( $E_n < 20$  Мэв) на больших расстояниях находятся в равновесии с каскадными нейтронами  $E_n > 20$  Мэв, закон ослабления которых выражается функцией вида

$$\Phi_{\text{оч. быстр.}} = k \cdot r^{-2} e^{-r/\lambda_1}$$

где  $\lambda_1$  — длина свободного пробега нейтронов с энергией  $E_1$  (для нейтронов с  $E_1 = 150 - 200$  Мэв  $\lambda_1 = 740$  м).

Тот факт, что зависимость (7) при  $200 \text{ м} < r < 720 \text{ м}$  строго линейна в координатах  $4\pi r^2 \cdot \Phi(r) = F(r)$ , значительно облегчает аппроксимацию на большие расстояния. Такая аппроксимация представляется достоверной еще и потому, что равновесный спектр нейтронов имеет место уже при  $r = 400 - 500$  м. Сомнительно, чтобы это равновесие не сохранялось и далее.

В заключение приношу глубокую благодарность А.Д. Никитину, В.Г. Жбанкову, И.М. Канаеву и Г.М. Александрову, взявшим на себя труд проведения измерений.

#### Л и т е р а т у р а

1. Санитарные правила работы с радиоактивными веществами и источниками ионизирующих излучений, № 333-60. Госатомиздат, М., 1960 г.
2. Р. Валлес и др. Сборник материалов симпозиума по отдельным вопросам дозиметрии. Госатомиздат, М., 1962 г., стр. 175.
3. S.J.Lindenbaum, Ann. Rev. of Nucl. Sci., 11, 213 (1961).
4. S.J.Lindenbaum, Premier Colloque International sur la Protection Aupres des Grands Accelérateurs. Presses Universitaires de France, 108 Bd st Germain, Paris (1962), p.43.
5. В. Moyer. Там же, стр. 85.
6. Н. Patterson. Там же, стр. 85.
7. A.R. Smith. Там же, стр. 187.
8. R.N. Thomas. Там же, стр. 83.
9. R.Wallece, Nucl. Instr. and Methods 18-19, 405 (1962).
10. J.Baarli. Intern. Report CERN DI/HP/8 (1962).
11. J.Baarli. Intern. Report CERN DI/HP/59 (1964).
12. M.Ladu et all. Energia Nucleare. 12, 98-99 (1965).
13. R.Lehman, O.Fekula, Nucleonics. 22, 35-39 (1964).
14. В. Лебедев, Л. Золин, М. Салацкая. Препринт ОИЯИ, Р-2177, Дубна, 1965.
15. И.А. Бочвар и др. Атомная энергия, 19, 311 (1965).

16. Л. Золин. Препринт ОИЯИ, 2252, Дубна, 1965.

17. D.Hankins, Neutron Dosimetry, IAEA, Vienna, 1963, vol.II, p. 123-136.

18. Б.С. Сычев, В.В. Мальков, М.М. Комочков, Л.Н. Заялев. Препринт ОИЯИ, Р-2359, Дубна, 1965.

19. W.S.Snyder, J.Neufeld, Brit. J. Radiol., 28, 342 (1955).

20. М.М. Комочков, В.Н. Лебедев. Препринт ОИЯИ, 2231, Дубна, 1965.

21. Л. Золин, В. Лебедев, М. Салацкая. Препринт ОИЯИ 2251, Дубна, 1965.

22. K.M.Case et all. Introduction to the Theory of Neutron diffusion, vol. I, Los, Alamos, New Mexico, 1953.

23. П.А. Ямпольский. Нейтроны атомного взрыва. Госатомиздат, М., 1961.

Рукопись поступила в издательский отдел  
18 ноября 1965 г.

Соотношение между компонентами дозового эквивалента нейтронов в диапазоне энергий от тепловой до 20 Мэв

| Расстояние от геометрического центра здания, метр. | Дозовый эквивалент, мкБэр/10 прот | Вклад в дозовый эквивалент (%)  |               |         |
|--|-----------------------------------|---|---------------|---------|
|  |                                   | Тепловые нейтроны   | Промежуточные | Быстрые |
|  |                                   | : 0,4 эв < E <sub>n</sub> < 0,1 Мэв : 0,1 Мэв < E <sub>n</sub> < 20 Мэв |               |         |
| 56   | 3,47                              | 5,6   | 14,4          | 80      |
| 136  | 0,556                             | 4,6   | 15,4          | 80      |
| 206  | 0,213                             | 4,1   | 12,9          | 83      |
| 286  | 0,0916                            | 3,3   | 11,7          | 85      |
| 386  | 0,0421                            | 2,5   | 9,5           | 88      |
| 486  | 0,0191                            | 2,4   | 9,6           | 88      |
| 586  | 0,0105                            | 2,3   | 8,7           | 89      |
| 717  | 0,00513                           | 2,8   | 8,2           | 89      |

12

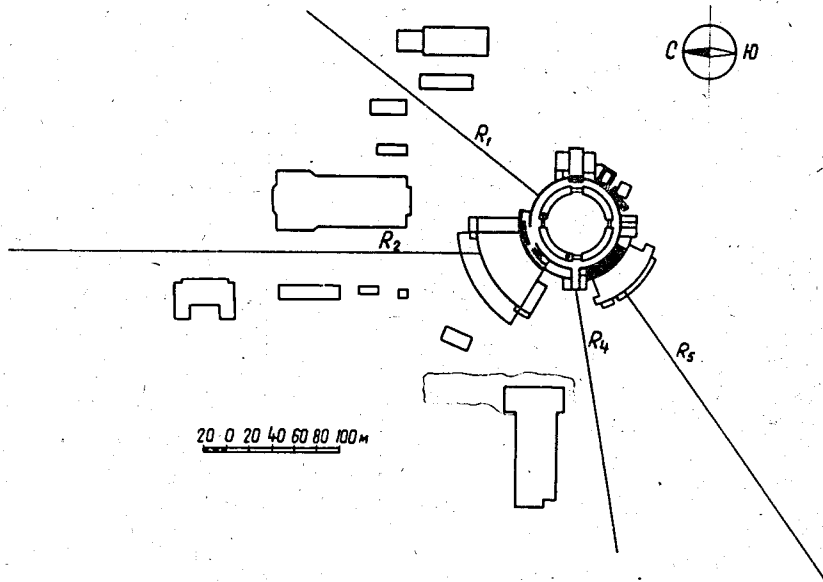
Т а б л и ц а 2

Плотность потока быстрых нейтронов на больших расстояниях от синхрофазотрона на 10 Гэв

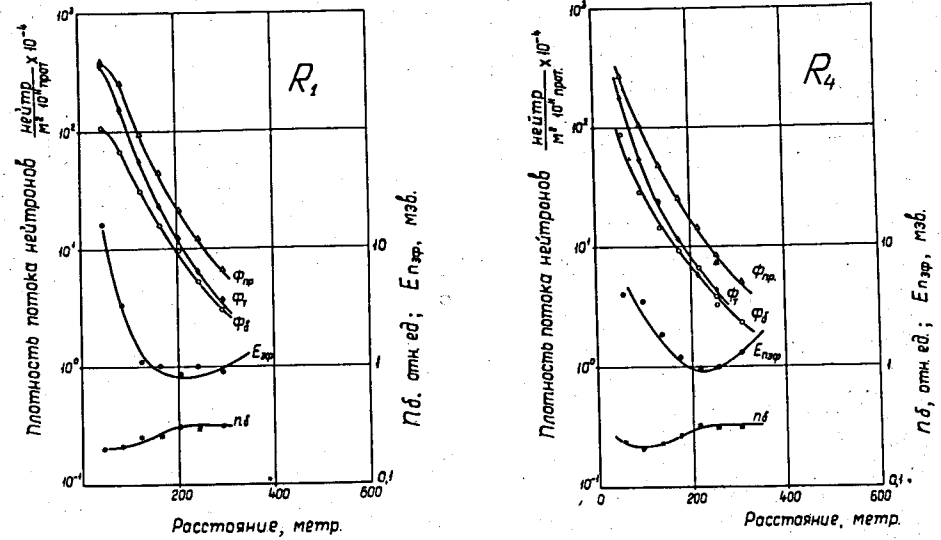
|  |   |       |       |       |       |       |       |       |
|--|---|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|
| Расстояние от геометрического центра здания, м | : 56  | : 136 | : 206 | : 286 | : 386 | : 486 | : 586 | : 717 |
|  | :   | :     | :     | :     | :     | :     | :     | :     |
| Плотность потока быстрых нейтронов             | : Эксперимент.                              |       |       |       |       |       |       |       |
|  | данные $\Phi_1(t)$ (рис. 2)                 | 81,0  | 14,1  | 6,05  | 2,55  | 1,0   | 0,453 | 0,108 |
| — нейтр<br>2 10 <sup>11</sup> прот.<br>см      | Вычислено по формуле (3) $\Phi_2(t)$        | 124   | 22,3  | 8,0   | 3,16  | 1,20  | 0,52  | 0,101 |
|  | —   | 40,5  | 13,9  | 6,5   | 3,0   | 1,57  | 0,86  | 0,41  |
| Сравнение результатов                          | Вычислено по теории Липленбаума /3,4/       |       |       |       |       |       |       |       |
|  | 1 Мэв < E <sub>n</sub> < 10 Мэв $\Phi_3(t)$ | 1,53  | 1,58  | 1,32  | 1,24  | 1,20  | 1,15  | 1,05  |
|  | $\Phi_2/\Phi_1$                             | —     | 2,9   | 2,3   | 2,55  | 3,0   | 3,5   | 3,7   |
|  | $\Phi_3/\Phi_1$                             | —     | —     | —     | —     | —     | —     | —     |

13



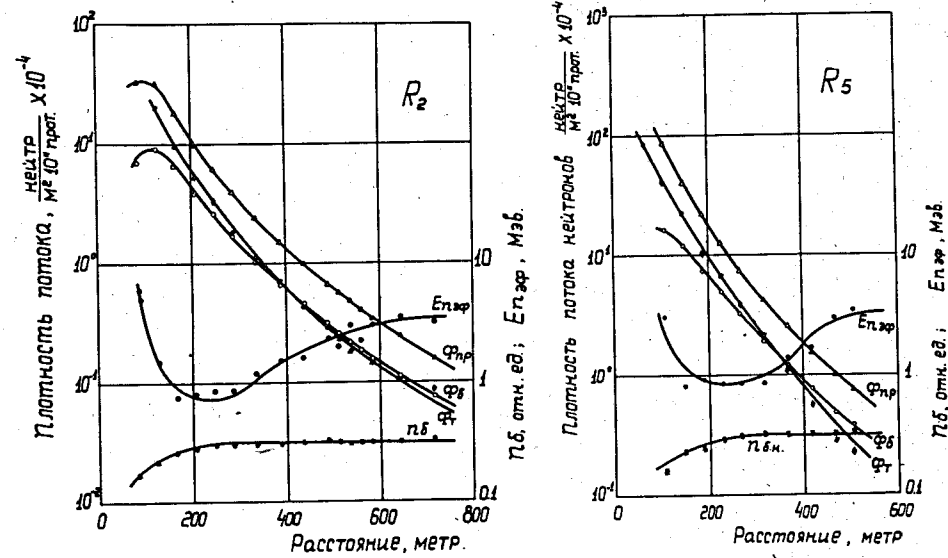


Р и с. 1. План района измерений. Указаны радиальные направления, по которым производили измерения; точками отмечены места установки мишеней; бетонная защита зачернена.



а)

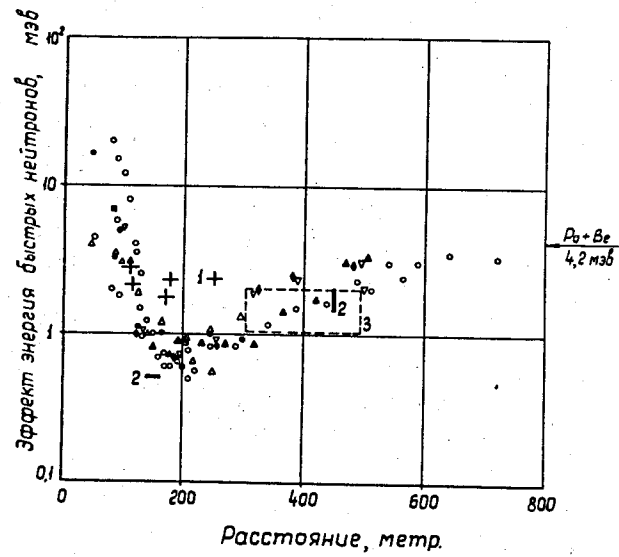
б)



в)

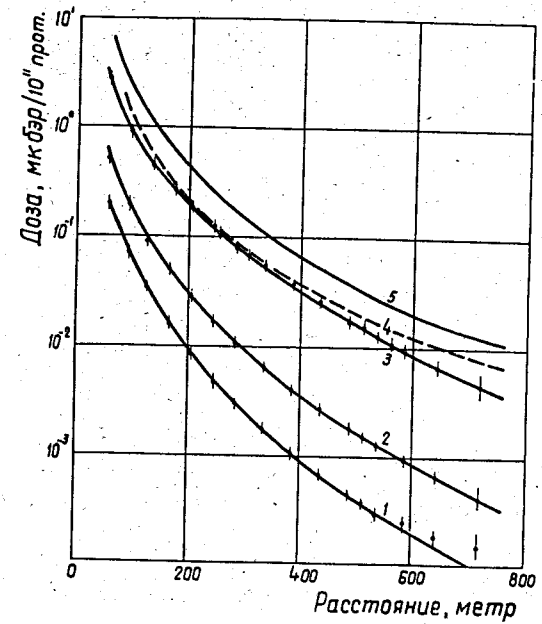
г)

Р и с. 2. Зависимость  $\Phi_T$ ,  $\Phi_{пр}$ ,  $\Phi_6$ ,  $E_{эф}$  и  $n_6 = \frac{\Phi_6}{\Phi_6 + \Phi_{пр}}$  от расстояния до геометрического центра здания  
а) на радиальном направлении  $R_1$ ;  
б) на радиальном направлении  $R_4$ ;  
в) на радиальном направлении  $R_2$ ;  
г) на радиальном направлении  $R_5$ .



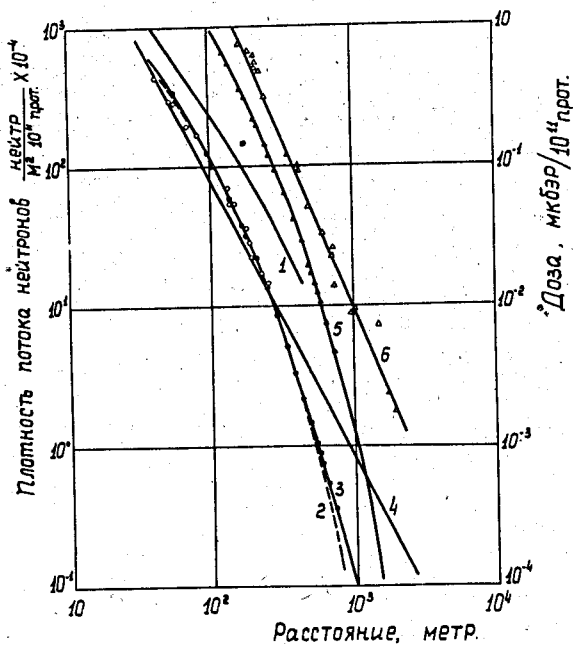
Р и с. 3. Изменение эффективной энергии нейтронов  $E_{n \text{ эф}}$  с расстоянием.

- - по  $R_1$ ;  $\Delta$  - по  $R_4$ ;  $\nabla$   $\diamond$  - по  $R_2$ ;  $\blacktriangle$  - по  $R_3$ ;
  - 1 -  $E_{n \text{ эф}}$ , вычисленное по данным работы /13/; 2 -  $E_n$  из работы /6/;
  - 3 -  $E_n$  из работы /7/
- (стрелкой отмечена эффективная энергия  $E_{n \text{ эф}}$  для спектра нейтронов  $Po + Be$  измеренная этим же способом).



4. Зависимость  $D_T$ ,  $D_{пр}$ ,  $D_6$  и  $D_{оч.быстр.}$

от расстояния до геометрического центра здания.  
 1 - тепловые нейтроны, 2 - промежуточные нейтроны, 3 - быстрые нейтроны, 4 - очень быстрые нейтроны (предположительно, по данным работы /14/), 5 - полная нейтронная доза.



Р и с. 5. Распространение нейтронов на большие расстояния от ускорителя. ●▲ - результаты настоящей работы (● - плотность потока нейтронов, ▲ - дозовый эквивалент); ○ - результаты измерений на протонном линейном ускорителе на 50 Мэв; △ - результаты измерений в ЦЕРН'e /11/ (после пересчета на  $10^{11}$  протонов результаты для удобства сравнения увеличены в  $10^2$  раз); 1 - вычислено по теории Линденбаума /3-4/; 2 - вычислено по формуле (3); 3 - вычислено по формуле (7); 4 - функция вида  $a \cdot r^{-2}$ ; 5 - вычислено по формуле (8); 6 - вычислено по формуле (4).