

С 3496

3-177 СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

1284/1-72

6185



P16 - 6185

ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

Л.Н.Зайцев, Я.Н.Расцветалов, В.П.Сидорин,
В.Б.Хвостов

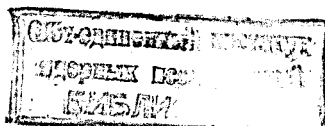
МЕТОД РАСЧЕТА ПОЛЯ ИЗЛУЧЕНИЯ
ВОКРУГ УСКОРИТЕЛЕЙ ЧАСТИЦ
ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

1972

P16 - 6185

Л.Н.Зайцев, Я.Н.Расцветалов, В.П.Сидорин,
В.Б.Хвостов

МЕТОД РАСЧЕТА ПОЛЯ ИЗЛУЧЕНИЯ
ВОКРУГ УСКОРИТЕЛЕЙ ЧАСТИЦ
ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ



Современный ускоритель частиц высоких энергий представляет собой сложный комплекс физической аппаратуры и оборудования. При ускорении и транспортировке пучков частиц и их взаимодействия с ядрами конструкционных материалов и мишеней вследствие каскадно-испарительных процессов возникают источники вторичного излучения.

Излучение от этих источников проникает через защиту и создает на ее внешней поверхности источник со спектрально-угловым распределением:

$$N_i(E_0, \vec{r}, E, \vec{\Omega}) , \frac{\text{частиц сорта } i}{\text{см}^2 \text{сек Мэв стерад.}} \quad (1)$$

где i - сорт частиц: нейтроны, протоны, пионы и т.д.; E_0 - энергия ускоряемых частиц; \vec{r} - радиус-вектор, характеризующий положение элементарного поверхностного источника dS ; E - энергия вторичной частицы ($0 < E \leq E_0$); $\vec{\Omega}$ - вектор, характеризующий вылет частиц в точке \vec{r} . Излучение от поверхностного источника со спектрально-угловым распределением (1) распространяется в воздушной среде, создавая радиационное поле вокруг ускорителя.

Представим спектральное распределение в произвольной точке поля от поверхностного источника в виде:

$$F_i(E') = F_i^{(1)}(E') + F_i^{(2)}(E'), \quad (2)$$

где $F_i^{(1)}(E')$ и $F_i^{(2)}(E')$ - соответственно спектральное распределение частиц сорта i , попавших в точку детектирования, без рассеяния и с рассеянием в воздушной среде.

Можно записать, что

$$F_i^{(1)}(E') = \int_S \frac{N_i(E_0, \vec{r}, E, \vec{\Omega}) \left| \vec{\Omega} = \vec{\Omega}_0^{e^{-\Sigma(E)} |\vec{r} - \vec{r}'|} \right|}{|\vec{r} - \vec{r}'|^2} dS, \quad (3)$$

$$F_i^{(2)}(E') = \sum_j \int_S \int_E \int_{\Omega} N_j(E_0, \vec{r}, E, \vec{\Omega}) M_{ji}(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, E', \vec{r}') dE d\Omega dS,$$

где dS - элемент поверхностного источника; \vec{r}' - радиус-вектор точки детектирования; $\Sigma(E)$ - макроскопическое сечение взаимодействия;

$\vec{\Omega}_0 = \frac{\vec{r} - \vec{r}'}{|\vec{r} - \vec{r}'|}$ - направление от источника на точку детектирования;

$M_{ji}(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, E', \vec{r}')$ - спектральное распределение частиц сорта i в точке детектирования от частиц сорта j , испускаемых источником в точке \vec{r} под углом $\vec{\Omega}$ $\frac{\text{частиц сорта "i"}}{\text{частиц сорта "j"}. \text{МэВ} \cdot \text{см}^2}$. E' - энергия частиц сорта i в точке детектирования.

В такой постановке в настоящее время задача не может быть решена из-за ограниченной информации относительно функции (1). Кроме того, расчет функций $M_{ji}(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, E', \vec{r}')$ ввиду сложности реальной геометрии защиты ускорителей можно произвести только методом Монте-Карло при больших затратах времени на ЭВМ.

Задача упрощается, если принять следующие предположения. Рассмотрим только нейтронное излучение, выходящее с поверхности защиты, по-скольку оно вносит основной вклад в дозу /1-5/.

Анализ имеющихся экспериментальных и расчетных данных по спектральным распределениям нейтронов за защитой ускорителей /6-9/ показал, что их форма мало меняется от толщины защиты и энергии E_0 . Примем спектрально-угловое распределение нейтронов (1) постоянным по всей поверхности защиты и разделим спектральную и угловую составляющие. Учитывая, что $\vec{r} = r \vec{\Omega}'$ и $dS = r dr d\Omega'$, выражение (4) можно записать в виде:

$$F_2(E') = \int_r \int_{\vec{\Omega}} \int_E \int_{\vec{\Omega}'} Q(r, \vec{\Omega}') f_1(E) f_2(\vec{\Omega}) \times \\ \times M(r, \vec{\Omega}', E, \vec{\Omega}, E', \vec{r}') \times r dr d\Omega d\Omega' dE, \quad (5)$$

где $Q(r, \vec{\Omega}')$ — мощность поверхностного источника, $\frac{\text{нейтр.}}{\text{сек} \cdot \text{см}^2}$; $f_1(E)$ и $f_2(\vec{\Omega})$ — соответственно спектральное и угловое распределения нейтронов источника.

$$\int_0^{E_0} f_1(E) dE = 1; \quad \int_{\vec{\Omega}} f_2(\vec{\Omega}) d\Omega = 1.$$

Поверхность источника представим в виде конечных участков ΔS_m , для которых $Q(r, \vec{\Omega}') = Q_m = \text{const}$. Тогда

$$F_2(E') = \sum_m Q_m \tilde{M}_m(E'), \quad (6)$$

где

$$\tilde{M}_m(E') = \int_{r_m} \int_{\vec{\Omega}'_m} \int_{\vec{\Omega}} \int_E f_1(E) f_2(\vec{\Omega}) \times \\ \times M(r, \vec{\Omega}', E, \vec{\Omega}, E', \vec{r}') r dr d\Omega d\Omega' dE. \quad (7)$$

Значения функции $\tilde{M}_m(E')$ могут быть получены, например, при использовании методики, предложенной в работе /10/. Однако для определения поля излучения потребовалось бы провести расчеты по всем ΔS_m для каждой точки детектирования, что также требует больших затрат машинного времени.

Рассмотрим расчет поля излучения для поверхностного кольцевого источника, геометрия которого приведена на рис. 1. Разделим поверхность источника на $2 \times n$ по ϕ_0 и $2 \times m$ по θ_0 ($0 \leq \theta_0 \leq \pi$) равных участков, для которых Q_{mn} можно считать постоянным. Примем, что защита на каждом участке имеет вид цилиндрического сегмента постоянной толщины d_{mn} (рис. 2). Используя обозначения, указанные на рис. 1 для $R_0 \gg a(\theta_0)$, имеем

$$\begin{aligned} \tilde{M}_{mn}(E') = \Delta z a_{mn} \int_{\vec{\Omega}} \int_E \int_{\Delta\theta_0} f_1(E) f_2(\vec{\Omega}) \times \\ \times M(\theta_0, E, \vec{\Omega}, E', r, \psi) d\theta_0 d\Omega dE. \end{aligned} \quad (8)$$

Для точки детектирования P' , находящейся на прямой, проходящей через центр кольца и середину участка при $i = 1$, в плоскости $X'O'Y'$ (граница раздела земля - воздух) достаточно знать функции:

$$\begin{aligned} \mathbb{M}_j(E', r, \psi) = \int_{\vec{\Omega}} \int_E \int_{\Delta\theta_0} f_1(E) f_2(\vec{\Omega}) \times \\ \times M(\theta_0, E, \vec{\Omega}, E', r, \psi) d\theta_0 d\Omega dE. \end{aligned} \quad (9)$$

Вычисления значений этих функций необходимо выполнить для $0 \leq \psi \leq \pi$ и $0 \leq r \leq \infty$ при $j = 1, \dots, m$, так как

$$\mathbb{M}_{2m+1-j}(E', r, \psi) = \mathbb{M}_j[E', r, (\pi - \psi)].$$

Кроме того, из-за симметрии по ϕ_0 : $r_{2n+1-l} = r_l$ и $\psi_{2n+1-l} = \psi_l$. Таким образом, окончательное выражение для спектрального распределения нейтронов в произвольной точке P' имеет вид:

$$F_2(E') = \Delta z \sum_{l=1}^{2n} \sum_{j=1}^{2m} a_{jl} Q_{jl} \mathbb{M}_j(E', r, \psi). \quad (10)$$

Для расчета значений $F_2(E')$ в других точках, находящихся на том же расстоянии, что и точка P' , например, по всем $2n$ направлениям, надо на угол $\Delta\phi_0$ последовательно "сместить" источник $(2n-1)$ раз.

Предложенный выше метод был использован для расчета поля излучения вокруг синхрофазотрона ОИЯИ. В литературе не имеется информации по угловому распределению нейтронов за защитой ускорителей. По-видимому, $f_2(\vec{\Omega}) = A \cos^n \theta$, для которой предельными случаями будут мононаправленное и изотропное распределения. Если предположить, что

$f_2(\vec{\Omega}) = \frac{1}{2\pi} \delta(\theta - \theta_0)$, то выражение (9) будет иметь вид:

$$\mathbb{M}_j(E', r, \psi) = \int_E \int_{\Delta\theta_{0j}} f_1(E) M(\theta_0, E, E', r, \psi) d\theta_0 dE. \quad (11)$$

Величины удельных мощностей источников нейтронов можно вычислить по следующей формуле:

$$Q_{jl} = \Phi_{jl} \frac{\int_{E_{min}}^{E_{max}} f_1(E) dE}{\int_{100 \text{ MeV}}^{E_{max}} f_1(E) dE}, \quad (12)$$

где Φ_{jl} - средняя плотность потока нейтронов с энергией > 100 Мэв на участке ΔS_{jl} .

Для цилиндрической защиты можно записать:

$$\Phi_{jl} = \frac{\alpha I_0 S_1}{\Delta z_l a_{jl}} M' [3, d_{jl} / \lambda], \quad (13)$$

где S_i - равномерно распределенный источник нейтронов на участке Δz_i , нейтр/протон; I_0 - полное число протонов, потерянных на кольце; λ - длина ослабления потока нейтронов; d - толщина защиты; $M' [3, d/\lambda]$ - интеграл Мойера /12/; a - константа.

С учетом (11-13) выражение (10) будет иметь вид:

$$F_2(E') = a \xi I_0 \sum_{i=1}^{2n} \sum_{j=1}^{2m} S_i M' [3, d_{ij}/\lambda] \mathcal{M}(E', r, \psi), \quad (14)$$

где ξ - отношение интегралов в выражении (12).

Расчеты были выполнены для $n = 26$, $m = 3$ и $\lambda = 150 \text{ г/см}^2$.

Значения функций (11) вычислены методом Монте-Карло /10/ для $f_1(E)$, полученной в работах /9,11/.

Величины S_i были определены согласно функции пространственного распределения нейтронов $S_0(z)$, измеренной в работе /13/; $\int S_0(z) dz = 1$. Мощность дозы определяли по выражению:

$$D = \int_{E'} K(E') [F_1(E') + F_2(E')] dE', \quad (15)$$

где $K(E')$ - функция перевода плотности потока нейтронов в мощность дозы.

На рис. 3а показан план синхрофазотрона с расположением двух источников (каждый по $3 \cdot 10^8$ нейтр/сек), имитирующих мишенную станцию и "ловушку" протонов на первом этапе медленного вывода. На рис. 3б дано распределение d_{ij} для основной (существующей) и дополнительной защиты (необходимой при увеличении интенсивности до $5 \cdot 10^{11}$ прот/цикл).

Изодозные кривые вокруг синхрофазотрона (рис. 4 и 5) получены для двух случаев: а) при существующей защите и интенсивности $5 \cdot 10^{10}$ и $5 \cdot 10^{11}$ прот/цикл без вывода протонного пучка; б) с дополнительной защитой при интенсивности $5 \cdot 10^{11}$ прот/цикл и эффективности вывода 80%.

На рис. 6 данные расчета сравниваются с экспериментальными результатами, полученными в работе /14/ и авторами настоящей работы. В нашей работе измерение полей излучения проводилось в режиме сброса ускоренных протонов на модель септума формагнита. Для этой цели использовался BF_3 - счетчик с полиэтиленовыми замедлителями различной толщины /15/. Значение коэффициента α в выражении (14) было получено, исходя из согласия экспериментальных и расчетных данных для направлений 2 (рис. 6). Для удобства сравнения экспериментальные и расчетные данные, соответствующие направлениям 1-4, умножены на коэффициенты: 10^1 , 10^0 , 10^{-1} , 10^{-2} .

На рис. 7 приведены данные расчета и эксперимента по распределению суммарной мощности дозы по радиальным направлениям синхрофазотрона. На этом же рисунке приведены экспериментальные данные для других ускорителей /16,17/.

Анализ данных, приведенных на рис. 6 и 7, показывает, что расчетные распределения плотностей потоков быстрых нейтронов и суммарной мощности дозы согласуются с данными эксперимента. Это обстоятельство дает возможность рекомендовать предложенный метод для прогнозирования полей излучения вокруг высокоэнергетических ускорителей.

Литература

1. J. Baarli, A.H.Sullivan. Health Physics, 11,353 (1965).
2. Л.С. Золин и др. Препринт ОИЯИ, 2251, Дубна, 1965.
3. В.Н. Лебедев и др. Препринт ОИЯИ, Р-2177, Дубна, 1965.
4. J. Baarli, A.H.Sullivan. Proceedings of the USAEC First Symposium on Accelerator Dosymetry and Experience, New York, November 3-5, 1965, p. 103.
5. C.M.Wallace. RHEL/MR3, 1970.
6. W.Gilbert et al. UCRL-17941, 1968.
7. P.P.Omberg and H.W.Patterson. UCRL-17063, 1967.
8. H.W.Patterson et al. UCRL-19389, 1969.

9. Л.Н. Зайцев и др. Сообщение ОИЯИ, Р16-6057, Дубна, 1971.
10. Л.Р. Кимель и др. Сообщение ОИЯИ, Р16-6182, Дубна, 1972.
11. Л.Н. Зайцев и др. Вопросы дозиметрии и защиты от излучений. Вып. 12, 1971. Атомиздат, вып. 12, 1971.
12. J.T.Routti, R.H.Thomas. Nucl.Instr.and Methods, 76, 157 (1969).
13. Л.Н. Зайцев и др. Сообщение ОИЯИ, Р16-6059, Дубна, 1971.
14. В.Н. Лебедев. Препринт ОИЯИ, Р-2446, Дубна, 1965.
15. Л.С. Золин. Препринт ОИЯИ 2252, Дубна, 1965.
16. С.Н.Distenfeld, R.D.Colvett. Nucl.Sci. and Eng. 26, 117 (1966).
17. J. Vaarli, CERN DI/HP/59, 1964.

Рукопись поступила в издательский отдел
9 февраля 1972 года.

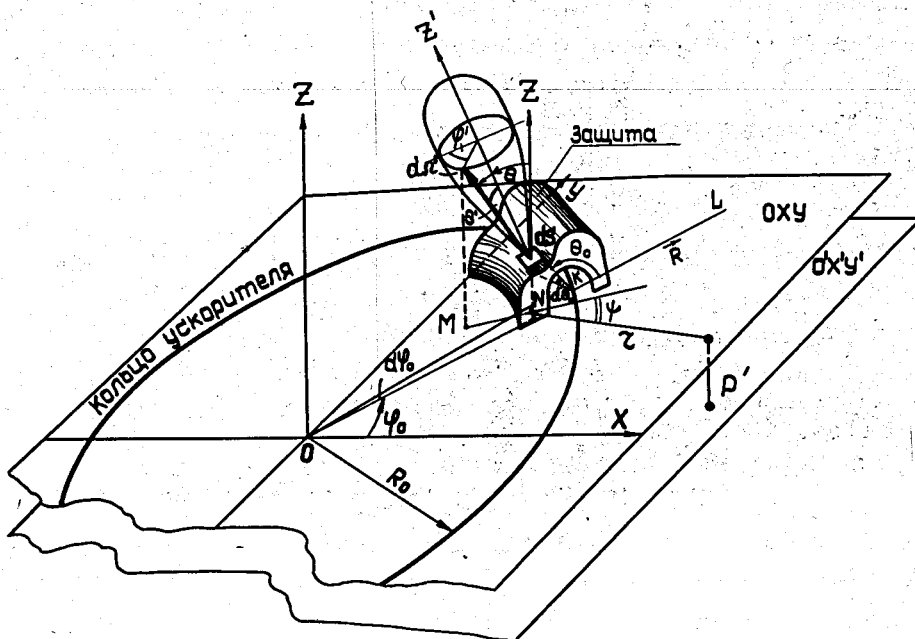


Рис. 1. Геометрия расчета поля излучения от кольцевого источника.

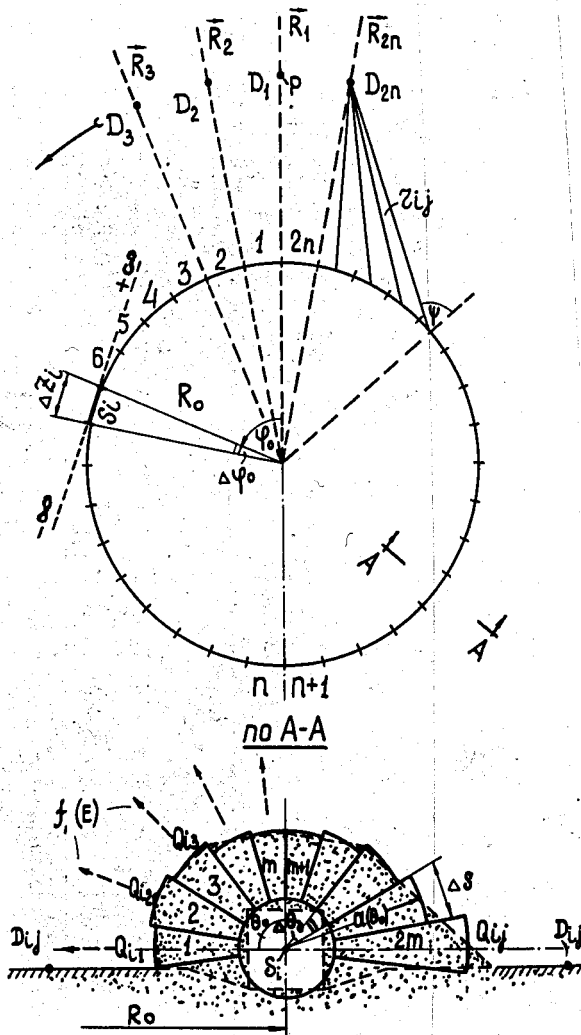
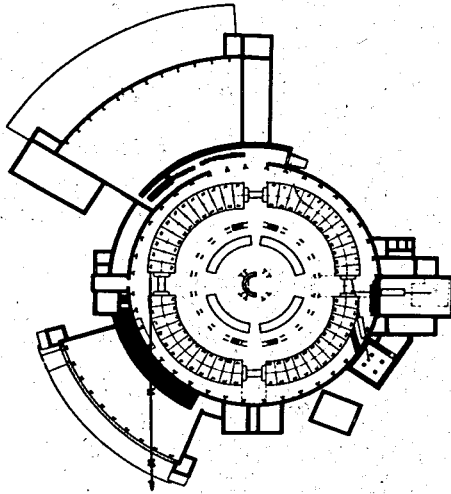


Рис. 2. Идеализация защиты ускорителя (D_j - мощность дозы; \vec{R} - радиальные направления).

а.



б.

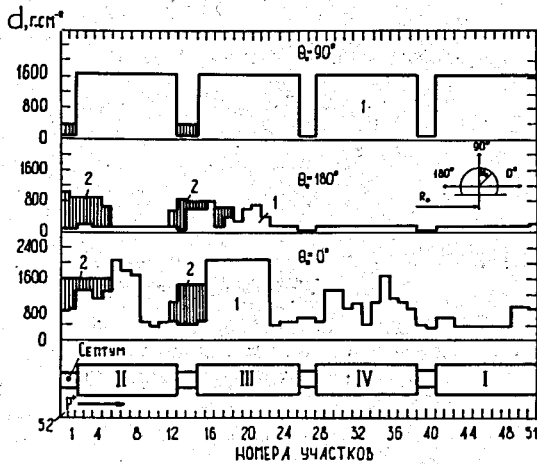


Рис. 3. План синхрофазотрона (а) и распределение защиты (б) 1 - основная (существующая) защита, 2 - дополнительная защита.

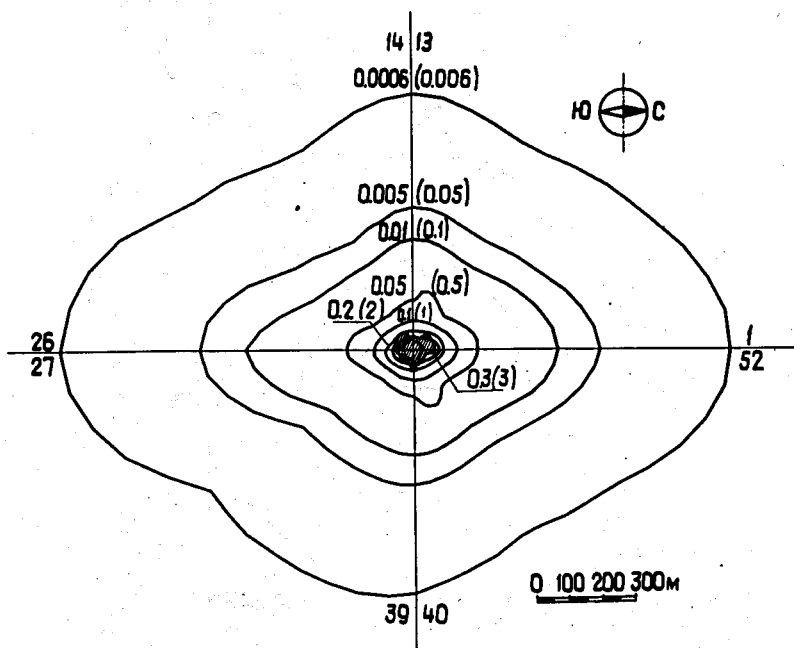


Рис. 4. Изодозное поле вокруг синхрофазотрона при интенсивности $5 \cdot 10^{10}$ ($5 \cdot 10^{11}$) прот/цикл, мбэр/час (цифрами у осей обозначены номера участков разделения кольца).

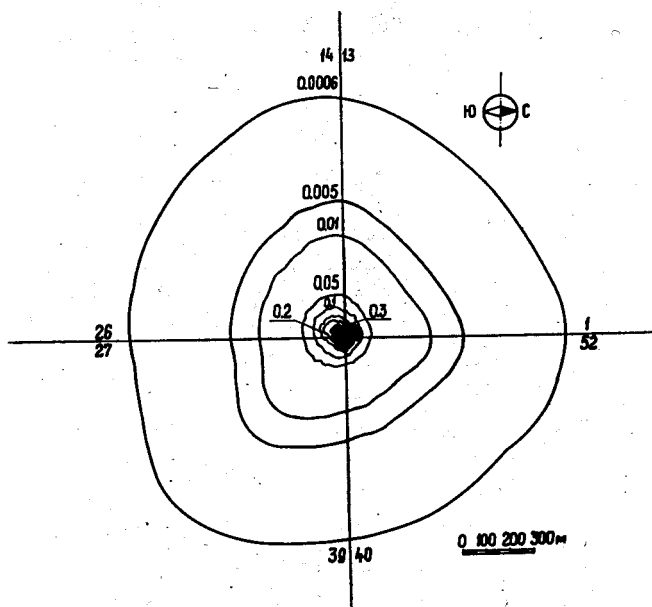


Рис. 5. Изодозное поле вокруг синхрофазотрона при интенсивности $5 \cdot 10^{11}$ прот/цикл и эффективности вывода 80%, мбэр/час.

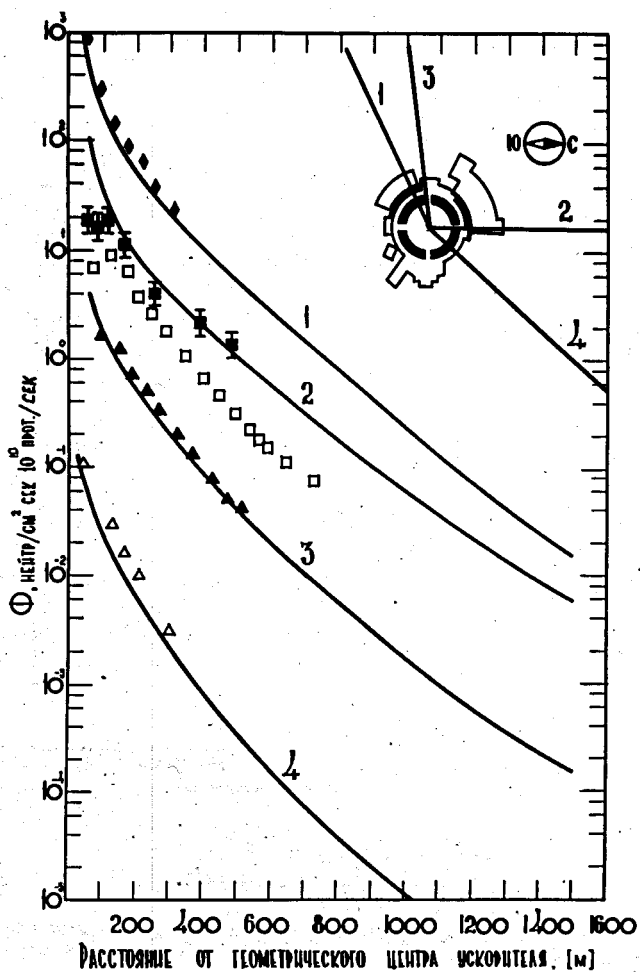


Рис. 6. Распределение плотности потоков быстрых нейтронов ($0,1 < E < 14 \text{ Мэв}$) по радиальным направлениям синхрофазотрона. 1-4 - радиальные направления; \blacksquare - результаты настоящей работы (направление 2); \square - то же /14/; $\blacklozenge, \blacktriangle, \blacktriangle$ - то же /14/ для направления 1,3,4.

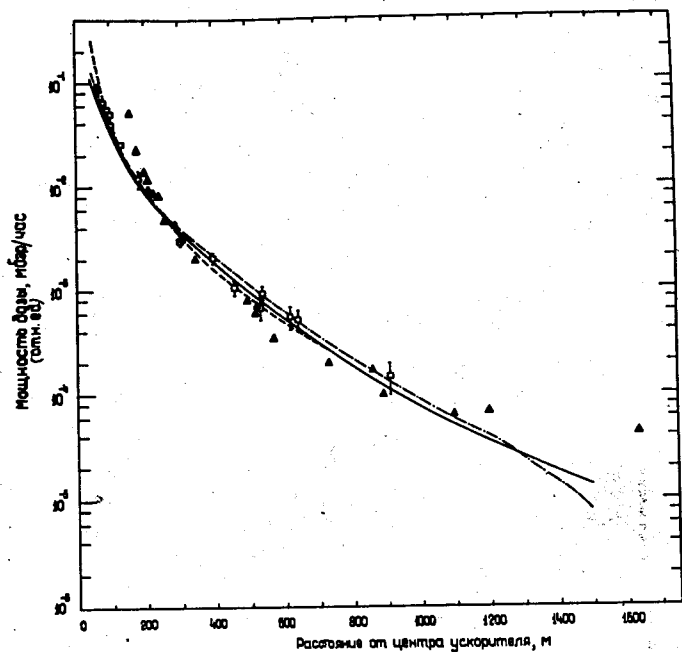


Рис. 7. Распределение суммарной мощности дозы от различных ускорителей.
 ▲ - синхротрон ЦЕРН (измерения /17/); □ - синхротрон БНЛ (измерения /18/); --- - синхрофазотрон ОИЯИ /3/; -.-.- - синхрофазотрон ОИЯИ (расчет); — - изотропный источник (расчет); (-.-.-, — - результаты настоящей работы).