

3-177



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

16 - 11078

ЗАЙЦЕВ
Лев Николаевич

ПОТЕРИ ПРОТОНОВ
И ПРОБЛЕМА ПРОГНОЗИРОВАНИЯ
РАДИАЦИОННЫХ ПОЛЕЙ
НА УСКОРИТЕЛЯХ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

На стыке специальностей:

01.04.01 - экспериментальная физика,
05.09.04 - электрофизические установки и ускорители

Автореферат диссертации на соискание ученой
степени доктора технических наук

Дубна 1977

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий Объединенного института ядерных исследований и Московском инженерно-физическом институте.

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук профессор

Михаил Иосифович
Соловьев,

доктор технических наук профессор

Владимен Александрович
Москалёв,

доктор физико-математических наук профессор

Владимен Сергеевич
Барашенков.

Ведущее научно-исследовательское учреждение:

Бреванский физический институт (г.Бреван)

Автореферат разослан " _____ " 1977 г.

Защита состоится " _____ " 1978 г. в " _____ " час.

на заседании Специализированного ученого совета Д-047.01.02 при Лаборатории высоких энергий Объединенного института ядерных исследований (г.Дубна, Московской области, Лаборатория высоких энергий ОИЯИ, конференц-зал).

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ЛВЭ ОИЯИ.

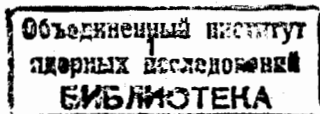
Учёный секретарь Совета
кандидат физ.-мат.наук

М.Ф. Лихачев М.Ф. Лихачев .

Актуальность проблемы прогнозирования радиационных полей на ускорителях высоких энергий постоянно возрастает. От уровней излучения зависит прежде всего здоровье людей, а также успешное проведение фундаментальных исследований, создание и эксплуатация самого ускорителя и его стоимость.

В последнее время сделан большой шаг вперёд в развитии ускорителей в СССР и за рубежом. Рост энергии частиц и интенсивности пучков, применение сверхпроводящих магнитов, перспективы ускорения тяжелых релятивистских ионов (вплоть до урана) – все это обуславливает более жёсткие требования к величинам потерь частиц и их пространственно-временным распределениям.

Определение допустимых величин потерь частиц, в свою очередь, зависит от решения ряда новых, весьма сложных задач радиационной физики, направленных на прогнозирование радиационных нагрузок в элементах структур ускорителей и полей излучения за защитой. Эти задачи имеют две стороны: первая – формирование первичного источника – распределения потерянных частиц на внутренней поверхности вакуумной камеры; вторая – возникновение вторичного излучения вследствие нуклон-мезонного каскада и его перенос в плотных средах.



Исторически сложилось так, что основные усилия исследователей были направлены на изучение нуклон-мезонного каскада, инициируемого элементарными источниками излучения ("тонкий луч", точечный изотропный, плоский мононаправленный и др.), т.е. на решение академических задач. Оценивая их важность с точки зрения анализа физических процессов и законов ослабления излучения в средах, нельзя не отметить, что такие исследования стали превращаться в самоцель.

Погоня за точностью вычислений переноса излучений в средах не оправдалась при практических расчётах защиты, так как характеристики первичных источников были неизвестны. Состояние инженерных методов расчёта радиационных полей не улучшалось, поскольку они не рассматривались во взаимосвязи с потерями частиц. Параметры в полужемпирических соотношениях, как правило, определялись путём подгонки под экспериментальные результаты в конкретных геометриях "источник-защита", и их было невозможно использовать при прогнозировании полей излучения на проектируемых ускорителях. В итоге оказалось, что после 20-летних исследований по физике защиты от излучений высоких энергий мы не имели строгого метода расчёта полей излучения, особенно в случаях, когда речь шла не об отдельном источнике, например мишени, а о совокупности источников излучения, заключённых в общую защиту с огромной площадью поверхности.

Потери частиц - первопричина возникновения радиационных полей - до 1967 г. вообще не изучались. Автор диссертации первым обратил внимание на исключительную важность исследований характеристик потерь и их влияния на формирование полей излучения^{/2/}.

Однако в то время было широко распространено мнение, что изучение характеристик потерь частиц - это дело ускорительной техники (динамики движения частиц).

Учитывая объективные трудности прогнозирования потерь частиц для новых ускорителей, только совместными усилиями специалистов по защите и ускорителям можно решить, какие же характеристики нужны при расчётах радиационных полей. Например, в каких случаях нужна функция дифференциальной плотности потерь по энергии E_0 , углам $\vec{\Omega}_0$ и координатам \vec{r}_0

$$S(E_0, \vec{r}_0, \vec{\Omega}_0) \frac{\text{число частиц}}{\text{см}^2 \cdot \text{ГэВ} \cdot \text{стерад}}, \quad (1)$$

когда достаточно линейной плотности потерь

$$S(\vec{r}_0) = \iint S(E_0, \vec{r}_0, \vec{\Omega}_0) dE_0 d\vec{\Omega}_0 \quad (2)$$

и где можно использовать распределения откликов детекторов (квизипотерь)

$$D(\vec{r}) = \sum_i \iint F_i(E, \vec{r}, \vec{\Omega}) \varepsilon_i(E, \vec{\Omega}) dE d\Omega \quad (3)$$

в выражении (3) $\varepsilon_i(E, \vec{\Omega})$ - отклики детектора на излучение i -го сорта; $F_i(E, \vec{r}, \vec{\Omega})$ - функция, характеризующая поле излучения (см. ниже выражение (4)).

В диссертации, состоящей из введения, пяти глав, заключения, списка литературы и трёх приложений, впервые проведено систематическое исследование характеристик потерь частиц как первичного источника в задачах переноса излучения и формирования радиационных полей вокруг ускорителей высоких энергий.

Цель работы - создание новых, удобных для проведения инженерных расчётов полужемпирических методов и концепций расчёта биологической защиты, а также прогнозирования полей излучения в защите и окружающем ее пространстве.

Диссертация представлена на соискание ученой степени доктора технических наук, поскольку в ней акцентируется внимание на инженерно-физическом аспекте проблемы и преследуется четко выраженная практическая цель. Тем не менее она основывается на решении ряда задач, относящихся непосредственно к экспериментальной физике и ускорительной технике.

Новизна в постановке задачи. Последовательное решение проблемы заключается в определении возмущений в ускорителе, расчёте траекторий движения выбывших из пучка частиц и дальнейшем вычислении переноса вторичных частиц в защите и воздушной среде. По-видимому, такое решение принципиально возможно только методом статистических испытаний.

Функция (I) несёт необходимую и достаточную информацию для расчётов поля излучения:

$$F_i(E, \vec{r}, \vec{\Omega}) = \sum \iiint S_i(E_0, \vec{r}_0, \vec{\Omega}_0) M_{ij}(E, E_0, \vec{r}, \vec{r}_0, \vec{\Omega}, \vec{\Omega}_0) dE_0 d\vec{r}_0 d\vec{\Omega}_0 \quad (4)$$

где $M_{ij}(\dots)$ - функции Грина задачи, вычисленные для "тонкого луча"; j - сорт вторичных частиц p, n, π, \dots . В такой постановке проблему нельзя решить в настоящее время. Во-первых, функции вида (I) не могут быть заранее вычислены специалистами по динамике движения частиц. Во-вторых, расчёт функций Грина для различных сортов частиц, набора энергий и углов потребовал бы фантастических затрат времени на быстродействующих ЭВМ ($\sim 10^5 + 10^6$ часов).

Автором диссертации предложено два различных методических подхода.

I. При определении радиационных нагрузок в элементах структур ускорителей необходимы пространственно-энергетические распределения

вторичных частиц, для чего нужно найти дифференциальную плотность потерь (I) и провести дальнейшие расчеты методом Монте-Карло.

2. В случае прогнозирования "мгновенного" поля излучения за защитой единственный путь - это обход вычисления пространственно-энергетического распределения в самих магнитных структурах. При этом можно использовать интегральные характеристики потерь (2) или (3) и простые полуэмпирические методы расчёта защиты.

Второе утверждение основывается на ряде достоверных физических фактов и закономерностей формирования полей излучения в защите. Они проанализированы в ранних работах с участием автора, обобщенных в монографии^{/I/}, изложены в диссертации (глава I) и кратко сформулированы ниже:

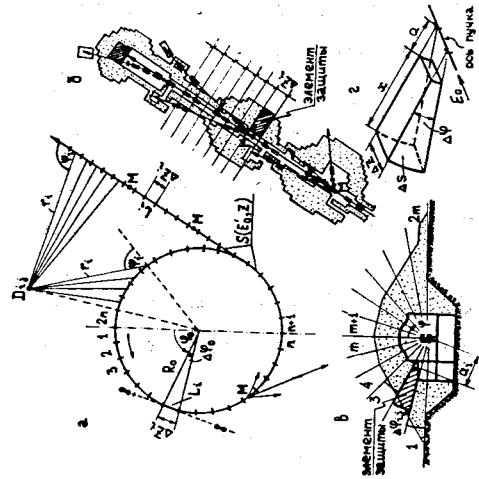
а) вследствие инвариантности поперечного импульса с ростом импульса ускоренного протона $d^2N_{\text{адп.}}(E, \theta \sim \pi/2)/dEd\Omega$ почти не зависит от E_0 в диапазоне $I + 2000$ ГэВ;

б) нейтроны вносят основной вклад в эквивалентную дозу за боковой защитой ($\theta \sim \pi/2$) по сравнению с заряженными частицами и мезонами при E_0 вплоть до 2000 ГэВ;

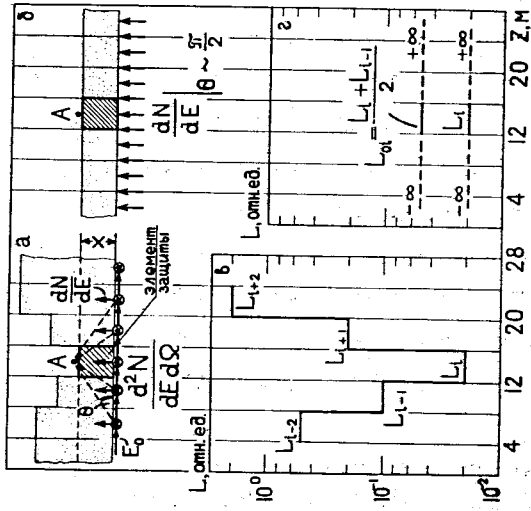
в) при толщине защиты, равной двум-трем длинам свободного пробега нейтронов, устанавливается равновесный спектр, форма которого слабо зависит от толщины X , состава материалов (кроме содержащих водород), а максимальная энергия спектра не превышает $500+600$ МэВ при любых $E_0 \geq I$ ГэВ;

г) боковая защита ($\theta \sim \pi/2$) составляет по объёму более 90% от всей защиты ускорительных комплексов и определяет радиационное поле.

С учётом вышеизложенного можно записать:



Р и с. 1. Геометрическое представление защиты в методе расчёта: а - схема разделения кольца и траекта пучка на участки; б - пример защиты тракта (план); в-пример защиты кольца (разрез); г-цилиндрический элемент защиты.



Р и с. 2. К основанию метода расчёта; а-реальная геометрия; б-идеализированная геометрия, эквивалентная реальной; в-действительная распределение потерь; г- распределение потерь, эквивалентное действительному.

$$F_n(E, \vec{r}, \vec{\Omega}) \approx S(\vec{r}) \nu_*(E_0) \tilde{M}_n(E, \vec{r}, \vec{\Omega}), \quad (5)$$

где $\nu_*(E_0)$ - число неупругих взаимодействий на одну потерянную частицу;

$$\tilde{M}_n(E, \vec{r}, \vec{\Omega}) \approx \iiint \frac{d^2 N}{dE' d\Omega'} M_n(E, E', \vec{r}, \vec{r}', \vec{\Omega}, \vec{\Omega}') dE' d\vec{r}' d\vec{\Omega}'. \quad (6)$$

Однако и после упрощения (4) функции (6) опять трудно вычислить в сложных геометриях и при неравномерных по азимуту потерях.

Линейную плотность потерь частиц $S(Z)$, где Z - азимутальная координата, удобно считать равномерно распределенной на некотором участке ΔZ_i , не обращая пока внимание на её распределение вне пределов участка (рис. 1). Эта идея является ключом к решению всей проблемы: во-первых, она позволяет идентифицировать распределение потерь по откликам вторичного излучения и значительно сокращает время ЭВМ при расчётах самих потерь (глава II); во-вторых, упрощает интерпретацию экспериментальных результатов (главы III, IV); в-третьих, даёт возможность разработать универсальный метод расчёта защиты и полей рассеянного излучения (глава V).

Автором впервые предложена оригинальная геометрическая идеализация защиты любой конфигурации (рис. 1) с целью замены трёхмерной задачи (рис. 2а) одномерной (рис. 2б). Следовательно, предполагается, что:

$$\int_{\Omega} \tilde{M}_n(E, \vec{r}, \vec{\Omega}) d\vec{\Omega} \approx \int_{\mu} f_n(E, x, \mu) d\mu \quad \text{при } \vec{r} = x, \quad (7)$$

где $f_n(E, x, \mu)$ - решение уравнения переноса для плоского мононаправленного источника на границе плоской защиты (рис. 2б);

μ - косинус угла, отсчитываемого от нормали к dS элемента защиты (рис. 1).

При неравномерных потерях (рис. 2в) возможно изменение

абсолютных величин плотности потоков нейтронов в окрестности точки "А" и искажение формы спектров за счёт "подпитки" высокоэнергетическими нейтронами с соседних участков $\Delta Z / \frac{i-1}{i+1}$ вследствие анизотропии (рис. 2а). Поэтому сразу не очевидна эквивалентность спектральных плотностей потоков в выражении (7), что является одним из основных предметов исследований в диссертации. Таким образом, новизна в постановке задачи заключается в системно-комплексном подходе к переносу излучения и анализу распределения потерь на всех этапах работы циклических ускорителей: инжекция, ускорение, вывод пучка, транспортировка и т.п. Ни в каких других работах эта задача таким образом не ставилась и не решалась.

Результаты, которые выносятся на защиту

1. Составлена классификация потерь частиц, существенно облегчающая понимание их роли в проблеме прогнозирования радиационной обстановки на ускорителях.

2. Разработан метод расчёта потерь после взаимодействия пучка с внутренними мишенями и выводными магнитами, обоснованный результатами эксперимента на синхрофазотроне ОИЯИ.

3. Смоделирован численно эксперимент (методом Монте-Карло), подтверждающий положение автора, что в расчётах полей излучения за защитой можно использовать линейные плотности потерь (2) или квази-потерь (3) вместо функции вида (1).

4. Проведены эксперименты по разделению потерь частиц в процессе ускорения и при выводе с помощью специально созданной под руководством и при непосредственном участии автора системы контроля потерь частиц.

5. Предложен прецизионный способ измерения эффективности вывода пучка из ускорителей (погрешность меньше $\pm 0,5\%$).

6. Разработан универсальный метод расчёта защиты и полей рассеянного излучения в диапазоне первичных частиц от 1 до 2000 ГэВ, апробированный серией измерений поля излучения вокруг синхрофазотрона.

Все без исключения полученные результаты являются новыми и не имеют опубликованных аналогов ни в отечественных, ни в зарубежных работах.

Практическая значимость работы. Предложенные автором методы расчётов защиты и прогнозирования поля рассеянного излучения с учётом потерь частиц (приложение I) используются проектировщиками.

Способ измерения эффективности вывода пучков из ускорителей внедрен в 1975 году на синхрофазотроне ОИЯИ^{*}). Планируется^{**}) его использовать в ЦЕРНе (Швейцария) на синхрофазотроне 300 ГэВ. В Батавии (США) аналогичным способом измерена эффективность вывода пучка из синхрофазотрона на 500 ГэВ, однако приоритет в разработке способа измерения принадлежит СССР^{II/}.

Еще в 1969-1970 г.г. в двух работах автора /3,4/ показано, что локальные защиты имеют значительное экономическое преимущество перед глобальной защитой, которую раньше были вынуждены делать из-за отсутствия достоверных данных об азимутальном распределении потерь.

^{*}) Совместно с И.Б.Иссинским /10,11/.

^{**}) The 300 GeV Programme (Appendix). CERN - Service d'Information scientifique N.4789-4000, 1975.

При использовании экспериментальных и расчетных результатов и выводов диссертации автором решены некоторые инженерные вопросы (приложение II). В частности, научно обоснована замена глобальной защиты синхрофазотрона на локальную /2/.

Таким образом, кроме научной значимости работа имеет немало-важное народнохозяйственное значение (с учетом перспектив проектирования новых ускорителей).

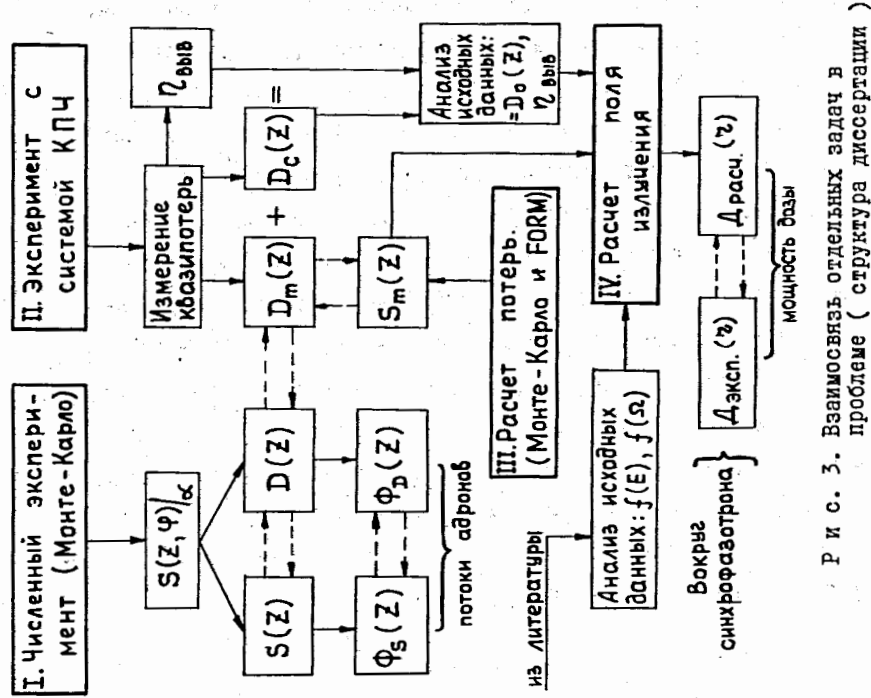
Структура, внутреннее единство диссертации иллюстрируется рис.3. Проблема прогнозирования полей излучения разделена на четыре логически связанные задачи.

I. Прежде всего важно было выяснить два вопроса:

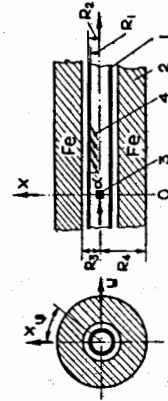
а) необходима ли в расчетах защиты новых ускорителей дифференциальная плотность потерь (I) или достаточно интегральной характеристики (2);

б) не зная вообще потерь, можно ли в расчётах использовать измеренные квазипотери (3), если ускоритель модернизируется?

Для выяснения этих вопросов был численно смоделирован эксперимент /4/. В выбранной геометрии (рис.4) задавались произвольные плотности потерь при различных углах входа протонов α . Затем методом Монте-Карло вычислялось распределение квазипотерь так, как если бы оно было измерено в эксперименте.

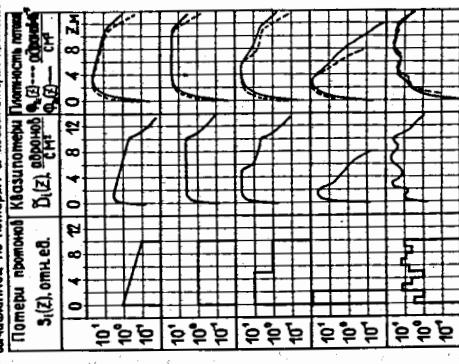


Р и с. 3. Взаимосвязь отдельных задач в проблеме (структура диссертации)



Р и с. 4. Геометрия расчёта.

Сравнение плотности потока адронов за защитой вычисленной по потерям и абстрактной плотности



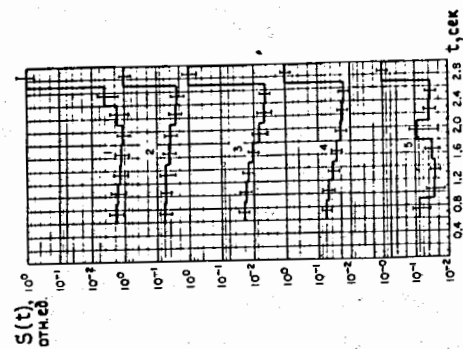
Р и с. 5. Сравнение плотности потоков адронов за защитой (N_d=70см), вычисленной по потерям и квазипотерям.

Потери и квазипотери, а также вычисленные по ним распределения плотностей потоков нейтронов за защитой сравнивались между собой. Установлено, что можно использовать в качестве источника излучения линейную плотность потерь или квазипотерь (квазипотери нормируются на полное число потерянных протонов: $L = \int D(Z) dZ$). При этом различие в углах α от 0 до 5° и неравномерность потерь в пределах участков ΔZ_i не сказываются на конечных результатах. На рис. 5 показан один из результатов расчёта.

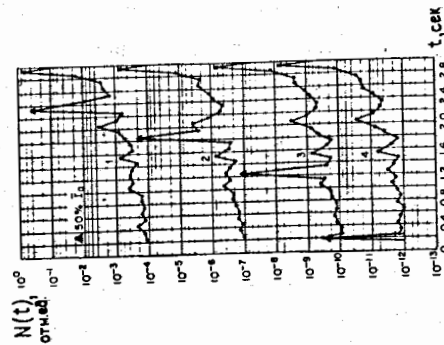
II. Когда ускорители работали только в режиме с внутренними мишенями, квазипотери можно было получить с помощью интегральных, например активационных детекторов. В этом случае $L = I_0$, где I_0 - полная интенсивность пучка. Однако разработка систем быстрого и медленного выводов пучка потребовала анализа потерь во времени.

В эксперименте, составляющем основу диссертации, впервые получены квазипотери отдельно в процессе устойчивого ускорения и при сбросе пучка на септум формагнита /5/. Эта задача решалась в течение 4 лет. Результаты опубликованы в работах /6-9/.

Система контроля потерь частиц, состоящая из 20 сцинтилляционных датчиков, со световодами длиной 180 см и ФЭУ-36 работала так, что можно было регистрировать вторичные заряженные частицы на различных азимутах во временных интервалах от 10 до 300 мсек в течение цикла ускорения. На графиках (рис.6) показаны зависимости счёта числа импульсов от времени t . Пики в конце цикла ускорения (длительность цикла ~ 3 сек) вызваны естественным сбросом пучка на септум формагнита. Пики в другие моменты времени обусловлены искусственно созданными нами потерями, чтобы выполнить энергетическую градуировку системы.



Р и с.7. Временное (энергетическое) распределение потерь протонов, измеренное датчиками на участках (рис.8): 1- № 1; 2- № 2; 3- № 23; 4 - № 36; 5 - № 45.



Р и с.6. Функция $N(t)$ для одного из датчиков системы КЦД; расположенного на участке № 9 (см. рис.8); 1-2,3 сек; 2-1,89 сек; 3-1,28 сек; 4-0,2 сек.

В циклических ускорителях импульс (энергия) частиц однозначно связан со временем t , поэтому наблюдается закономерный рост $N(t)$ за счёт множественного образования вторичных частиц. Согласно теории затухание амплитуд бетатронных и синхротронных колебаний как $B_0^{-1/2} \approx P_0^{-1/2} \approx E_0^{-1/2}$ (при $E_0 > 1$ ГэВ) должно приводить к уменьшению потерь с увеличением времени ускорения.

Действительно, после энергетической градуировки системы были получены такие зависимости для всех датчиков (рис. 7). По существу, они представляют собой энергетические "спектры" потерянных протонов (частиц/ ГэВ.см²), впервые измеренные на ускорителях. Путём соответствующей обработки этих "спектров" получены линейные плотности потерь, показанные на рис.8.

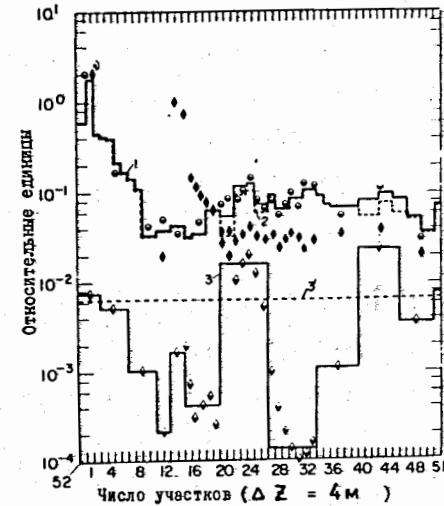
Анализ азимутального распределения потерь на синхрофазотроне позволил разработать принципиально новый способ измерения эффективности вывода /IO, II/. С точки зрения физики защиты, она показывает, каковы источники излучения в зале ускорителя и в экспериментальном зале, куда выводится пучок (рис. 1). Величина эффективности вывода необходима для нормировки относительных функций линейной плотности потерь:

$$S_0(Z) = I_0 [(1 - \eta_{\text{выб}} / S_m(Z)) + \chi S_c(Z)] \quad (8)$$

где $\eta_{\text{выб}}$ - эффективность вывода; I_0 - интенсивность; $\chi = \frac{S_c(Z)}{S_m(Z)}$ - отношение величин полных потерь частиц в процессе ускорения и при сбросе на мишень (при выводе).

Суть способа измерения заключается в следующем. По определению эффективность есть отношение интенсивностей выведенного и циркулирующего пучка:

$$\eta_{\text{выб}} = \frac{I_B}{I_0} \quad (9)$$



Р и с. 8. Распределение квазипотерь протонов по азимуту синхрофазотрона: 1 - суммарное $S_0(Z)$ - измерено эмульсиями К-20; 2 - в конце цикла ускорения $S_m(Z)$ - измерено системой КПЧ соответственно без перехватчика и с перехватчиком вторичных частиц; 3 - в процессе устойчивого ускорения $S_c(Z)$ - измерено системой КПЧ (II датчиками) - то же 27 датчиками; 3' - предполагаемое равномерное распределение $S_c(Z)$ (интегралы по Z функций 3 и 3' равны); χ - точки связи функций распределения.

Можно записать, что $I_B = I_0 - L$, или $\eta_{\text{выб}} = 1 - \frac{L}{I_0}$. (10)

Поскольку $L \rightarrow N_B = \int D_B(z) dz$ (с выводом), (11)

$I_0 \rightarrow N_{\text{БВ}} = \int D_{\text{БВ}}(z) dz$ (без вывода), (12)

то эффективность вывода можно определить по выражению

$$\eta_{\text{выб}} = 1 - \frac{N_B}{N_{\text{БВ}}}, \quad (13)$$

проводя относительные, а не абсолютные, как это делалось раньше, измерения $N_B/N_{\text{БВ}}$ (малой величины) с погрешностью 10-15%. Эффективность вывода получается с погрешностью несколько десятых процента. Относительные измерения одними и теми же датчиками устраняют наиболее существенные систематические ошибки. Эффективность медленного вывода пучка из синхрофазотрона была измерена с погрешностью $\pm 0,5\%$.

Ш. Для понимания роли потерь в формировании радиационных полей была проведена классификация потерь и указаны имеющиеся методы их расчета. К сожалению, пришлось констатировать, что специалисты по ускорителям не готовы вычислять даже линейную плотность потерь (2), не говоря уже о дифференциальной плотности потерь (1). Мы разработали метод расчета потерь частиц (в конце цикла ускорения при E_0^{max}), которые в наибольшей степени ответственны за формирование радиационного поля на ускорителях/13/.

Суть метода заключается в следующем. На произвольную мишень (септум) падали протоны с равновесным импульсом P_0 . Распределение вторичных заряженных частиц, вылетающих с поверхности мишени, вычислялось методом Монте-Карло. Далее, с использованием уравнения движения частиц в реальном магнитном поле и с учетом возмущений по разработанной в ЛВЭ программе FORM вычислялся азимут столкновения частицы со стенкой камеры и углы ее входа α_r, α_l .

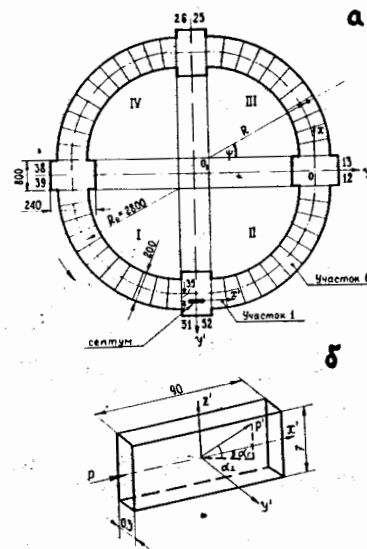


Рис. 9а. Геометрия расчётов: а/ схема камеры синхрофазотрона; б/ размеры септума и входные параметры.

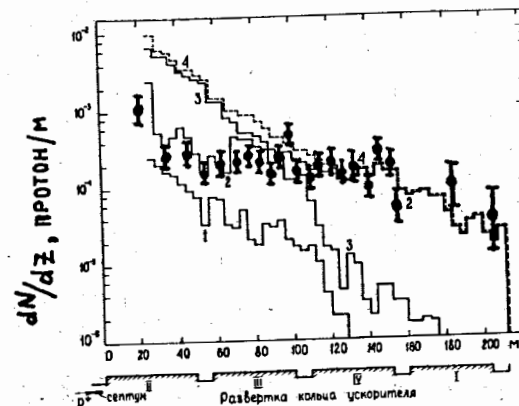


Рис. 9б. Распределение потерь протонов по периметру синхрофазотрона: 1- по наружной стенке; 2- по внутренней стенке; 3- по верхней + нижней стенке; 4- суммарное; \bullet - измерения КПЧ по внутренней стенке.

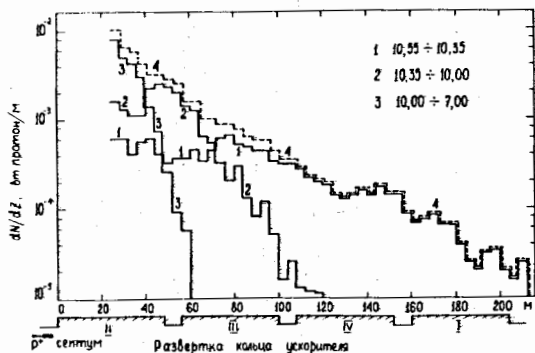


Рис.10а. Распределение потерь протонов по периметру синхрофазотрона для различных интервалов импульсов, ГэВ/с.

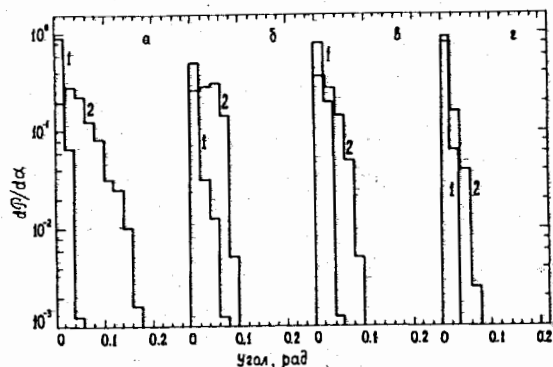


Рис.10б. Усредненное распределение углов входа протонов в наружную стенку камеры: а+г - соответственно I+IV квадранты синхрофазотрона; 1 - α_r , 2 - α_l .

Впервые получены пространственные (рис.9), энергетические и угловые (рис.10) распределения потерь, имеющие большое значение для дальнейших исследований радиационных нагрузок на элементы структур ускорителей. На рис.9 проведено сравнение вычисленных потерь и измеренных квазипотерь для синхрофазотрона, позволившее нам сделать весьма важное заключение, что $S(Z)/D(Z) \approx \text{const}$.

IV. Решение последней задачи - обоснование возможности расчёта абсолютных значений мощности эквивалентных доз с использованием гипотезы (7) - является конечной целью данной диссертации.

Мы провели серию проверочных расчётов защиты при различных параметрах E_0 , L_i , ΔZ_i , α , R_0 , α (см.рис.1, 2). Распределения $d^2N/dE d\Omega$ для адронов из работ разных авторов предварительно сравнивались между собой. Путём анализа полученных результатов и сравнения их с данными экспериментов удалось подтвердить эквивалентность задач "а" и "б", показанных на рис. 2.

Приведем формулы, удобные для практических расчётов защиты, из работы /14/:

а) для протонных ускорителей

$$D_p(\alpha) = 7 \cdot 10^{-7} \frac{\alpha \cdot \epsilon_p \cdot D_{\text{доп}}}{L_{0i}} ; \quad (14)$$

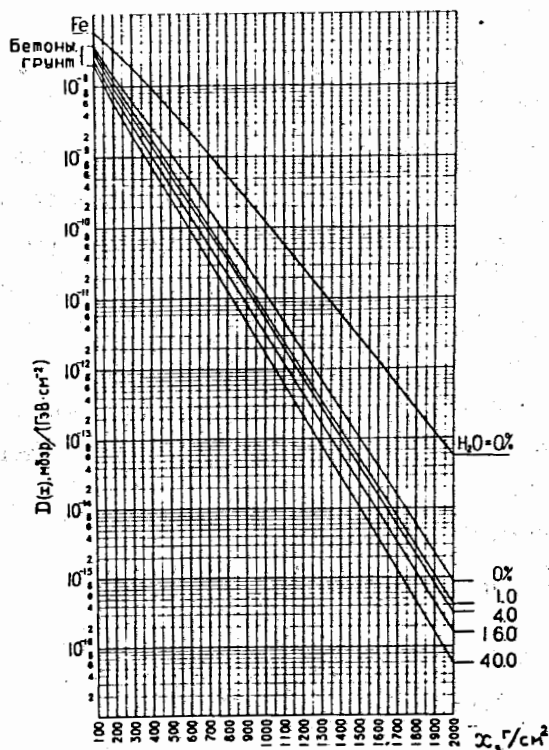
б) для электронных ускорителей

$$D_e(\alpha) = 4 \cdot 10^{-4} \frac{\alpha \cdot \epsilon_e \cdot D_{\text{доп}}}{L_{0i} \ln(5E_0)} ; \quad (15)$$

где $D_{\text{доп}}$ - предельно допустимая мощность дозы на наружной поверхности dS цилиндрического элемента защиты, мбэр/час;

$L_{0i} = 1/2 (L_i + L_{i-1})$, ГэВ/см, - потери в соответствии с рис. 2г.;

ϵ_e и ϵ_p при оценках можно принять равными 1.



Р и с. II. Номограмма для расчёта защиты.

По значениям $D(x)$ с помощью номограммы (рис. II) определяется толщина защиты x для каждого элемента, а затем из элементов с данными x может быть скомпонована защита любого ускорительного комплекса, как, например, показано на рис. I. Из-за исключительной простоты расчёта (хотя число элементов защиты может достигать несколько сотен или даже тысяч) проектировщики теперь могут рассмотреть множество вариантов с целью достижения оптимального в техническом и экономическом отношениях.

Степень обоснованности результатов. По-видимому, нет необходимости здесь обосновывать все полученные результаты. Погрешности расчётных и экспериментальных величин указаны в диссертации.

Важно показать, как данные наших расчётов согласуются с расчётами других авторов, а главное, с измерениями радиационных полей вокруг действующего ускорителя, имеющего реальные потери частиц и сложную геометрию защиты.

Приведенные в таблице ^{/14/} величины толщин защиты на отдельных участках кольца различных ускорителей, вычисленные нами, хорошо согласуются с результатами расчетов, выполненных другими авторами.

На рис. I2 показано пространственное распределение плотности потоков нейтронов от 0,1 до 14 МэВ, в основном определяющих эквивалентную дозу. Видно, что расчёт удовлетворительно описывает пространственное распределение плотности потока по всем радиальным направлениям. Однако по абсолютным величинам плотности потока результаты расчёта и измерений расходятся более чем в 10 раз, так как выход излучения от поверхностных источников определялся некорректно. На рис. I2 данные нормированы на экспериментальную величину выхода нейтронов с $E > 20$ МэВ : 0,3 нейтрона/сек. ^{/15/}.

Когда мы нашли способ вычисления характеристик поверхностного

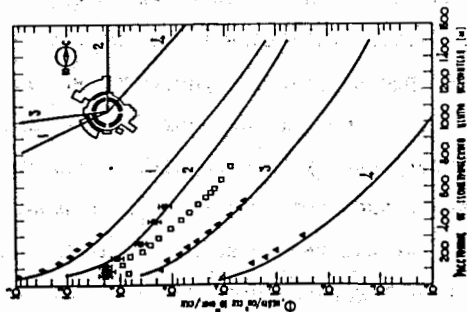


Рис.12. Распределение плотности потоков быстрых нейтронов - над расчёт: \square , Δ - измерения наши и В.Н.Лебедева соответственно (по направлению 2); \blacklozenge , \blacktriangle , \blacktriangle - измерения В.Н.Лебедева по направлениям 1, 3, 4 (умножить на 10^{-1} , 10 и 10^2 соответственно).

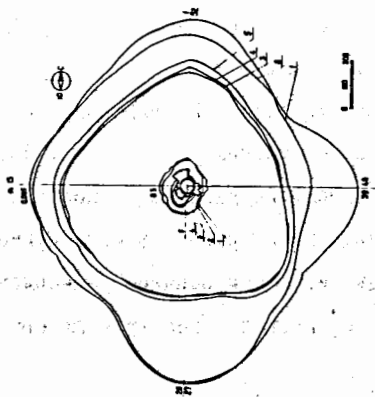


Рис.13. Вычисленные изодозы, мбэр/час, при $E = 10$ ГэВ, $T_0 = 5 \cdot 10^{10}$ прог/сек, $\rho_b = 80\%$, 1 - без перекватчика вторичных частиц, $\chi = 4\%$; 2 - то же с перекватчиком: 3-5 - с локальной защитой перекватчика и формангита, $\chi = 1,4$ и 1,5% соответственно.

источника /14, 17/, прежде всего был проверен суммарный выход нейтронов. Расчётная величина составила 0,32 нейтрона/сек. Затем был сделан прогноз дозного поля для нового режима работы синхрофазотрона с эффективным выводом пучка /18/. На рис.14 показаны результаты расчёта (1973 г) и данные измерений с помощью BF₃ - счётчика с замедлителем (1974-1976 гг). прогноз подтвердился для всех точек в пределах фактора 2.

Таблица
Результаты расчёта толщины защиты, г/см²

Ускоритель	E ₀ , ГэВ	θ, град	По данной работе	По работам других авторов	
				Б.С.Сычев	
	I	130	800	940	820
	то же	110	1080	1090	1040
	"	70	1500	1460	1500
Бустер (проект)	"	40	1380	1150	1400
	"	20	1000	790	1000
	"	10	860	-	880
	"	0	650	-	640
	"	90	500	-	480
				W.Gilbert	J.Rouff
ЦЕРН	25,5	90	1000	1085	1085
(Швейцария)	25,5	то же	1150	1240	1240
	25,5	"	1420	1455	1470
НАЛ (США)	200	"	1560	1600	1590
ЦЕРН (проект)	300	"	1560	1585	1570

Таким образом, метод расчёта был апробирован, что позволило провести анализ формирования полей вокруг синхрофазотрона при

пространственно-энергетического распределения в магнитных структурах, которые в первую очередь воспринимают радиационные нагрузки вследствие потерь частиц на вакуумной камере. Однако для определения энерговыделения, радиационной стойкости и наведенной радиоактивности элементов магнитов нельзя не учитывать угловые распределения потерь. Требуется сделать всесторонний анализ экспериментальным и расчётным путём функций вида $S(E_0, \vec{r}_0, \vec{\Omega}_0)$ в очень широком диапазоне энергий от 1 до 5000 ГэВ (а может быть, и выше) для протонов, а также для различных сортов тяжелых релятивистских ионов. Это задача многих лет исследований.

Идея исследования пространственно-энергетического распределения вторичного излучения при "скользящем" падении на ионопровод первичных частиц (рис. 4) впервые предложена автором*). За рубежом поняли актуальность таких задач позже, когда мы уже поставили первый уникальный эксперимент на геометрической модели сверхпроводящего диполя**). Его результаты не включены в диссертацию и являются продолжением работ автора.

От решения новых, сложных задач в данном направлении зависит принципиальная возможность создания сверхпроводящих магнитных систем высокоэнергетических ускорителей. Это подтверждается сделанными автором оценками энерговыделения в обмотках сверхпроводящих магнитов, которые предполагается использовать в проектах нуклотрона (ОИЯИ)***), даблера (США), УНК (Серпухов) /19/.

*) Зайцев Л.Н. и др. В сб.: Пятое Всесоюзное совещание по ускорителям заряженных частиц (аннотации докладов), ЦНИИ Атоминформ, М., 1976, стр. 25.

***) Волков В.И., Зайцев Л.Н. и др. ОИЯИ, 16-10812, Дубна, 1977.

****) Балдин А.М. и др. В кн.: Труды IV Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, т. 1, "Наука", М., 1975, стр. 4.

Поскольку ограничение интенсивности ускорителей по радиационному нагреву сверхпроводящих обмоток в 20 + 50 раз больше, чем по пространственному заряду пучка, то величины допустимых потерь должны быть порядка 0,1 + 0,05% от I_0 . Реально потери частиц можно уменьшить (локализовать) только системой скреперов, диафрагм и перехватчиков как первичных, так и вторичных частиц. Однако это очень сложная проблема, требующая привлечения специалистов не только по радиационной физике, но и специалистов по динамике движения частиц, физике твердого тела, теплотехников и др.

В заключение следует заметить, что без исследований закономерностей распределения потерь, выполненных в диссертации, даже грубые оценки радиационного нагрева были бы невозможны. Но главное, эти исследования выявили конкретные, первоочередные задачи, которые предстоит решить в этом направлении в ближайшие 5-10 лет.

Основные результаты диссертации докладывались на VI Международном симпозиуме по ядерной электронике (Варшава, 1971 г.), IV Всесоюзном совещании по ускорителям заряженных частиц (Москва, 1973 г.), I Всесоюзной научной конференции по защите от ионизирующих излучений ядерно-технических установок (Москва, МИФИ, 1974 г.) и опубликованы в следующих работах:

1. Л.Н.Зайцев, М.М.Комочков, Б.С.Сычев. Основы защиты ускорителей М., Атомиздат, 1971.
2. Л.Н.Зайцев. Принцип локальной защиты источников излучений на ускорителях. Атомная энергия, 26, 58 (1969).
3. Л.Н.Зайцев, А.Я.Штивельман. Пространственные решения защиты ускорителей. В сб. "Научно-исследовательские центры, институты, лаборатории" ГИПРОНИИ АН СССР, М., Издательство литературы по строительству, 1970, стр. 62.

4. Л.Н.Зайцев, В.Б.Хвостов. Анализ расчёта защиты ускорителей высоких энергий по модели Мойера. В сб.: Вопросы дозиметрии и защиты от излучений. Вып. 16, М., Атомиздат, 1977.
5. Л.Н.Зайцев, Л.Р.Кимель, Я.Н.Расцветалов, В.П.Сидорин. Формангит системы медленного вывода протонов как источник вторичного излучения на синхрофазотроне ОИЯИ, Сообщение ОИЯИ, Р16-6059, Дубна, 1971.
6. М.П.Белякова, В.Я.Гвоздев, Л.Н.Зайцев, И.Ф.Колпаков, А.П.Крячко, Н.М.Никитюк. Система измерения радиационной обстановки на синхрофазотроне. В "Трудах VI Международного симпозиума по ядерной электронике", Варшава, 1971 (ОИЯИ, Д-13-6210, Дубна, 1972, стр. 371).
7. В.Я.Гвоздев, Л.Н.Зайцев, И.Ф.Колпаков, А.П.Крячко, М.М.Никитюк, Н.И.Павлов. Экспериментальное изучение пространственно-энергетического распределения потерь протонов на синхрофазотроне ОИЯИ, Р 16-6433, Дубна, 1972.
8. V.Ya.Gvozdev, L.N.ZAITSEV, I.F.Kolpakov, A.P.Kryachko, N.M.Nikityuk and N.I.Pavlov. Experimental study of the Radiation Field from Proton losses around the JINR Synchrophasotron, Particle Accelerators, 4, 129, 1973.
9. Л.Н.Зайцев, И.Б.Иссинский, В.В.Фролов, В.Б.Хвостов. Измерение потерь протонов на синхрофазотроне при нарушении режима работы системы медленного вывода, ОИЯИ, 9-7930, Дубна, 1974.
10. В.Я.Гвоздев, Л.Н.Зайцев, И.Б.Иссинский, А.П.Крячко. Измерение эффективности медленного вывода пучка на синхрофазотроне ОИЯИ, 9-7129, Дубна, 1973.
11. V.Ya.Gvozdev, L.N.ZAITSEV, I.B.Issinski, A.P.Kryachko. Measurement of the Synchrophasotron slow-extraction efficiency, Particle Accelerators, 6, 53, 1974.
12. Б.В.Василишин, Л.Н.Зайцев, И.М.Петоян. Метод расчета потерь протонов после взаимодействия пучка с мишенями циклических ускорителей, ОИЯИ, Р-16-7036, Дубна, 1973.
13. Л.Н.Зайцев, Я.Н.Расцветалов, В.П.Сидорин, В.Б.Хвостов. Метод расчёта поля излучения вокруг ускорителей частиц высоких энергий, ОИЯИ Р16-6185, Дубна, 1972.

14. Л.Н.Зайцев. Инженерный способ расчёта защиты протонных и электронных синхротронов высоких энергий, ОИЯИ, Р16-8871, Дубна, 1975.
15. Л.Н.Зайцев, Л.Р.Кимель, Я.Н.Расцветалов, В.П.Сидорин. Рассеянное излучение синхрофазотрона ОИЯИ. В сб. "Вопросы дозиметрии и защиты от излучений". Вып. 13, 1973, стр. 41.
16. А.И.Антипюк, В.Б.Гетманов, Н.И.Бущуев, Л.Н.Зайцев, И.Б.Иссинский, А.Д.Кириллов, В.В.Мальков, В.П.Сидорин, В.В.Фролов, В.Б.Хвостов. Радиационная защита и поля излучений вокруг синхрофазотрона при медленном выводе протонов, ОИЯИ, Р16-7958, Дубна, 1974.
17. Л.Н.Зайцев, В.Б.Хвостов. О характеристиках источников излучения на ускорителях высоких энергий. В Сб. "Вопросы дозиметрии и защиты от излучения". вып. 14, М., Атомиздат, 1975, стр.15.
18. А.И.Антипюк, В.А.Григорьев, Л.Н.Зайцев, В.В.Мальков, В.Б.Хвостов. Поля излучений внутри экспериментальных залов ускорителей частиц высоких энергий. В Сб. "Вопросы дозиметрии и защиты от излучений". Вып. 16, М., Атомиздат, 1977, стр. 65.
19. Л.Н.Зайцев. Оценка радиационного нагрева сверхпроводящих магнитов ускорителей высоких энергий. ОИЯИ, Р16-10480, Дубна, 1977.

Рукопись поступила в издательский отдел
10 ноября 1977 года.