

ПРОБЛЕМА СТАБИЛЬНОСТИ СВЕРХПРОВОДЯЩИХ МАГНИТОВ УСКОРИТЕЛЕЙ ПРИ ОБЛУЧЕНИИ ЧАСТИЦАМИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

Л. Н. Зайцев

Московский инженерно-физический институт, Москва

Рассмотрены основные физические процессы, связанные с работой сверхпроводящих магнитных систем ускорителей в условиях облучения частицами высоких энергий: динамика потерь частиц, энерговыделение в веществе при развитии межъядерного каскада, переход сверхпроводников в нормальное состояние при адиабатическом и изотермическом нагревах.

Показано, что радиационный разогрев обмоток магнитов на основе сплава NbTi ограничивает максимальную интенсивность пучков ускорителей нового поколения, что крайне нежелательно для реализации основных экспериментальных программ по физике высоких энергий.

The main physical processes connected with operation of accelerators superconducting magnet system under high-energy particles irradiation are considered: particle loss dynamics, energy deposition at extranuclear cascade, quench of superconductors at adiabatical and isothermal heating.

It is shown that radiation heating of NbTi-Superconducting Magnet limits a maximal beam intensity of new accelerators. This is not desirable for realisation of high-energy physics main experimental program.

ВВЕДЕНИЕ

Прогресс в разработке и изготовлении композитных проводников на основе NbTi позволяет использовать сверхпроводящие магнитные системы для ускорителей высоких энергий [1], например, ускорительно-накопительного комплекса на 3 ГэВ (СССР) [2, 3], Даблера на 1 ГэВ (США) [4] и нуклотрона на ~16 ГэВ/нуклон (ОИЯИ) [5]. Практически во всех работах рассматриваются только потери энергии на гистерезис, на вихревые токи и при изменении внутреннего магнитного поля в проводниках обмоток. Однако из-за неизбежных потерь ускоренных частиц [6] магнитные структуры всегда подвержены импульсному облучению различной длительности и постепенному накоплению поглощенной энергии.

Внутренняя диссипация энергии при нарастании транспортного тока и выделение энергии в результате каскадно-испарительных процессов при облучении приводят к адиабатическому и изотермическому нагреву. Нагрев влияет на выбор рабочих параметров магнитов и рефрижераторов, их экономические и эксплуа-

тационные показатели. Нельзя сказать, что радиационный нагрев пренебрежимо мал по сравнению с нагревом от транспортного тока. Количественное сопоставление двух видов выделения энергии, расчет адиабатического нагрева и решение краевых нестационарных задач теплопередачи — проблемы весьма сложные.

Для того чтобы ответить, может ли магнит с заданными параметрами стабильно работать в радиационных полях ускорителя, необходимо знать следующее:

а) *первичный источник излучения* — функцию распределения ускоренных частиц, выбывших из пучка, и вторичных частиц, рассеянных мишенями;

б) *выделение энергии в материалах*, зависящее от спектрально-угловых и пространственных распределений вторичных частиц разного вида;

в) *допустимые значения поглощенной энергии или градиенты температур*, соответствующие переходу обмотки магнита из сверхпроводящего в нормальное состояние.

Таким образом, проблема радиационного воздействия на сверхпроводники по своей сложности стоит почти на этом же уровне,

что и проблема разработки самих сверхпроводящих магнитов для ускорителей. Рассмотрение некоторых приближенных оценок позволит выявить наиболее актуальные и перспективные задачи исследований, а затем провести обстоятельный и подробный обзор литературных данных.

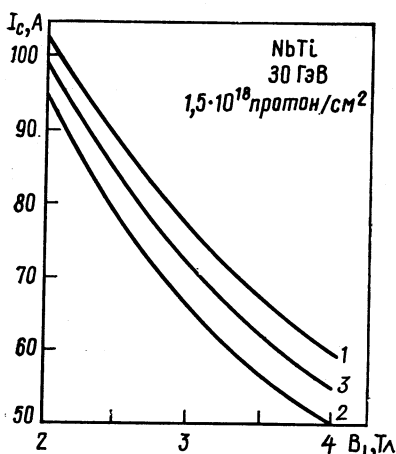


Рис. 1. Измеренная зависимость I_c от индукции B_{\perp} :

1 — без облучения; 2 — после облучения — флюенс $1,5 \cdot 10^{18}$ протон/см², энергия 30 ГэВ; 3 — после облучения и отжига при 290 К

новесный ($\approx 10^{-7}$ с) — термодинамический нагрев; образование дефектов при больших флюенсах частиц или поглощенной энергии. Рассмотрим для ускорителей высоких энергий эти процессы в обратном порядке.

1. ОЦЕНКИ РАДИАЦИОННОГО ВОЗДЕЙСТВИЯ НА СВЕРХПРОВОДНИКИ

При облучении сверхпроводников условно можно выделить три основных процесса: неравновесный ($\leq 10^{-7}$ с), при котором возможны возмущения частицами упорядоченного состояния электронных пар; рав-

Дефекты. Некоторые физические свойства сверхпроводников под действием больших доз облучения меняются [1]. Наиболее сильно меняются плотность критического тока I_c , критическая температура T_c , нижнее H_{c1} и верхнее H_{c2} критическое магнитное поле, гистерезисные потери и др. В композитных проводниках наблюдается ухудшение внутренней стабильности, поскольку растет удельное сопротивление ρ_N .

Влияние излучения с низкой и средней энергией (до 50 МэВ) на свойства сверхпроводников изучалось многими авторами,

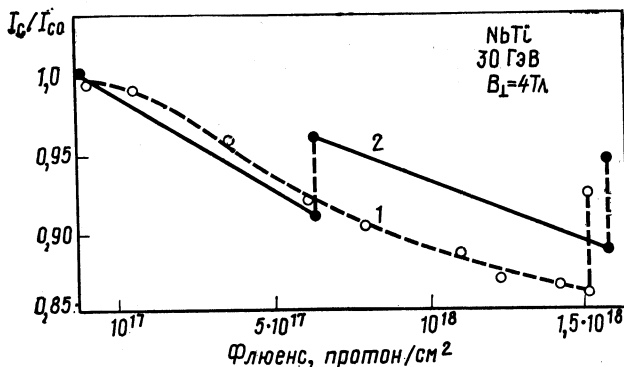


Рис. 2. Измеренная зависимость I_c/I_{c0} от флюенса протонов при $B_{\perp} = 4 Тл$ и $T = 4,2 К$:

1 — с отжигом до 290 К в конце облучения; 2 — с отжигом до 290 К в процессе облучения и в конце

работы которых систематизированы в монографии [1] и в материалах конференции [7]. Известна лишь одна работа [8], в которой изучалось облучение NbTi высокоэнергетическими протонами $E_0 = 30 ГэВ$ при низких температурах. Для этой цели Свид и др. [8] использовали короткие образцы диаметром $\sim 0,3$ мм, длиной 1,6 см, состоящие из 379 нитей NbTi в медно-никелевой матрице толщиной 0,01 мм. Образцы помещали в гелиевый криостат с индукцией магнитного поля от 2 до 4 Тл и температурой $\sim 4,2 К$. Максимальное значение $I_c = 1,6 \cdot 10^5 А/см^2$ при индукции 4 Тл.

Как видно из рис. 1, плотность критического тока уменьшается на 20% при флюенсе $1,5 \cdot 10^{18}$ протон/см² (доза $\sim 6 \cdot 10^{10}$ рад). Последующий отогрев образцов до комнатной температуры восстанавливает I_c на 60–70% величины I_{c0} после облучения. Зависимость I_c/I_{c0} от флюенса протонов при индукции 4 Тл приведена на рис. 2.

Сравнение зависимостей I_c/I_{c0} от эквивалентного флюенса нейтронов [9], соответствующего моноэнергетическим протонам

с энергией 30 ГэВ и энергетическому спектру излучения ядерного реактора HFBR [10], дано на рис. 3. Заметна общая тенденция, отмеченная и В. Н. Лебедевым [11], рост числа дефектов с увеличением энергии частиц при одинаковых эквивалентных флюенсах (дозах).

Для практических расчетов важно выяснить расчетно-теоретические предсказания результатов измерений Снида. Для сплавов, в которых основную роль играют парамагнитные эффекты, получается хорошее совпадение экспериментальных и расчетных

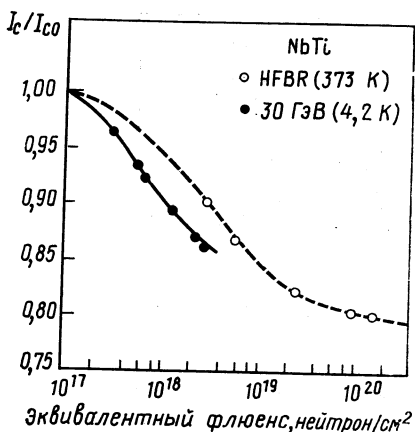


Рис. 3. Сравнение зависимостей I_c/I_{c0} от эквивалентного флюенса нейтронов:

1 — облучение образца NbTi с 402 —чниками при 373 К в ядерном реакторе HFBR;
2 — облучение в пучке протонов 30 ГэВ при $B_{\perp} = 4$ Тл и $T = 4,2$ К

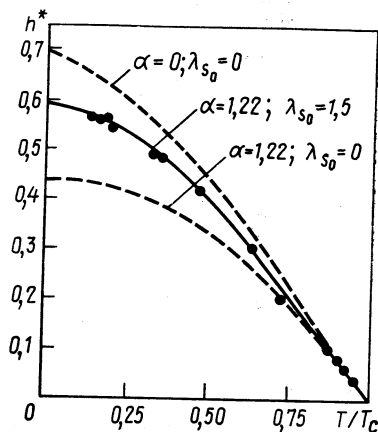


Рис. 4. Сравнение измеренных значений h^* для Nb₄₄Ti с результатами теоретических расчетов

данных [1]. Это можно видеть из рис. 4, где дается сравнение экспериментальных и теоретических значений нормализованного поля h^* [12], причем следует особо отметить, что в расчетах параметр парамагнитного эффекта $\alpha \approx A_1 \gamma \rho$ принят независимым от поля (A_1 — константа; γ — коэффициент электронной части удельной теплоемкости; ρ — удельное сопротивление).

Хейк в обзоре [13], посвященном влиянию спинового парамагнетизма на смешанное состояние сверхпроводников второго рода, рассмотрел нормальные области металла и вихри магнитного потока. Высокие плотности токов NbTi обусловлены ячеистой структурой материала, т. е. чередованием зон с низкой или высокой плотностью дислокаций, являющихся эффективными центрами пиннинга.

В работах [14—17] показано, что сила пиннинга F_p в материале с ячеистой структурой зависит от разности параметра Гинзбурга — Ландау κ в стенке ячейки и ее сердцевине. На основании работы [18] и с учетом результатов эксперимента (см. рис. 4) можно записать:

$$\kappa = \kappa_0 + A_2 \gamma^{1/2} \rho_N, \quad (1)$$

где A_2 — константа; ρ_N — удельное сопротивление нормального состояния сверхпроводника.

Фитц и Уэбб (см. [1], с. 254) на сплаве NbTi, подвергнутом сильной холодной деформации, провели подробные исследования влияния дислокаций на I_c и получили непрерывное увеличение F_p с ростом дефектов (рис. 5). При облучении NbTi протонами высоких энергий или нейтронами средних энергий сила пиннинга уменьшается, так как образуется значительное число дефектов в сердцевине ячеек, что приводит к росту ρ_N [19] аналогично тому, что происходит в чистой меди [1, 20, 21]. Поскольку κ_0 мал, то κ линейно растет с увеличением ρ_N . При этом плотность критического тока уменьшается, так как она обратно пропорциональна κ^2 (при $B < H_{c2}$) или κ^3 (при $B \approx H_{c2}$).

Таким образом, оценка дефектов для NbTi связана только со знанием зависимости ρ_N от флюенса частиц [19]. С учетом (1) можно определить κ (ρ_N) и, следовательно, I_c , не производя сложных расчетов сил пиннинга, требующих многочисленных микроскопических параметров материала, т. е. рентгеноструктурного анализа.

Радиационный нагрев. Оценка радиационного нагрева при двух видах инъекции в накопитель ISABELL на максимальном магнитном поле 4 Тл ($E_0 \approx 200$ ГэВ) без ускорения и на минимальном поле 0,5 Тл ($E_0 \approx 30$ ГэВ) с последующим ускорением до 200 ГэВ проведена в работе [22]. Потери протонов L при инъекции приняты равномерно распределенными по кольцу и составляли 50% интенсивности $4 \cdot 10^{12}$, т. е. 10^9 протонов на каждом из двухсот магнитов ускорителя [23]. Угол входа протонов в стен-

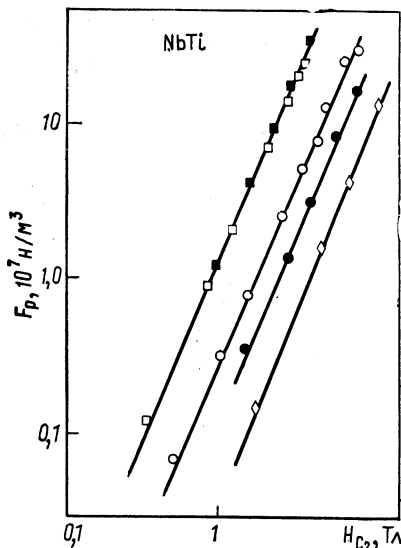


Рис. 5. Сила пиннинга F_p в сильно деформированном сплаве NbTi как функция критического поля H_{c2} :

■ — Nb₅₅Ti; ○ — Nb₃₀Ti; ● — Nb₁₀Ti; ◇ — Nb₀Ti

жу вакуумной камеры α_E был принят 1 мрад. Магниты имели апертуру 10 и длину 400 см, следовательно, площадь поверхности вакуумной камеры $S = 1,26 \cdot 10^4 \text{ см}^2$.

Основываясь на измерениях Джонса и др. [24], которые наблюдали прямо пропорциональную зависимость энерговыделения $W_{\text{макс}}$ в Си от E_0 в диапазоне от 10 до 28 ГэВ, авторы [22] экстраполировали ее до энергии 200 ГэВ и определили коэффициент пропорциональности $W_{\text{макс}} \approx 2,4 \cdot 10^{-10} \text{ (мДж} \cdot \text{г}^{-1}) / (\text{ГэВ} \cdot \text{протон}^{-1} \times \text{см}^{-2})$. Энерговыделения в обмотке магнита были вычислены по формуле

$$W_{\text{макс}}(E_0) = 2,4 \cdot 10^{-10} E_0 L / (S \sin \alpha_E) \quad (2)$$

и составили $W_{\text{макс}}(200) \approx 3,8 \text{ мДж/г}$; $W_{\text{макс}}(30) \approx 0,57 \text{ мДж/г}$.

Предельно допустимые значения энерговыделения $W_q(E_0)$, при которых предполагался переход обмотки из сверхпроводящего в нормальное состояние, были определены как значения энтальпии $\varepsilon(T)$, исходя из допустимых величин ΔT_q для коротких образцов. Поскольку длительность инжекции $t < 1 \text{ мкс}$, происходит адиабатический нагрев:

$$\varepsilon(T) = \int_{\Delta T} C_p(T) dT, \quad (3)$$

где $C_p(T)$ — удельная теплоемкость для $\text{Nb}_{4,5}\text{Ti}$. Допустимые значения при $B_{\text{макс}} \Delta T_1 = 0,3 \text{ К}$, $W_q(200) = 0,032 \text{ мДж/г}$; при $B_{\text{мин}} \Delta T_2 = 4,2 \text{ К}$, $W_q(30) = 1,13 \text{ мДж/г}$.

Из сравнения $W_{\text{макс}}$ и W_q очевидно, что инжекция $4 \cdot 10^{12}$ протонов при 200 ГэВ в накопитель недопустима. Авторы работы [22] заключают, что надо инжектировать протоны с энергией 30 ГэВ, так как $W_{\text{макс}}(30) < W_q(30)$, однако забывают о потерях в процессе ускорения от 30 до 200 ГэВ и при последующем выводе пучка из накопителя при максимальной энергии.

В работе [25] подробно рассмотрены распределения потерь частиц при различных режимах: инжекции, ускорении, медленном и быстром выводе пучка. Учтены неизбежные пространственные флуктуации потерь введением коэффициента запаса K_H . В результате оказалось, что радиационный нагрев магнитов может значительно сильнее ограничивать предельную интенсивность, чем пространственный заряд пучка. Это весьма неприятный для физики высоких энергий вывод требует более тщательных оценок с использованием новых данных, которыми не располагал ранее автор работы [25].

Для примера расчета были выбраны магниты Даблера на 1000 ГэВ E -серии с обмотками из композитного проводника на основе $\text{Nb}_{4,5}\text{Ti}$, для которого все характеристики хорошо известны [4]. Кабель состоит из 2100 нитей толщиной 8 мкм и матрицы.

Диаметр кабеля 0,65 мм с плотностью заполнения сверхпроводником 0,35. Рассмотрим последовательно: потери частиц (первичный источник излучения), энерговыделение и допустимые значения градиентов температур, исходя из известных характеристик магнитов.

Как показано в работе [26], для решения некоторых задач радиационной физики достаточно знать распределение «откликов» детекторов излучения, помещенных за тонкой стенкой вакуумной

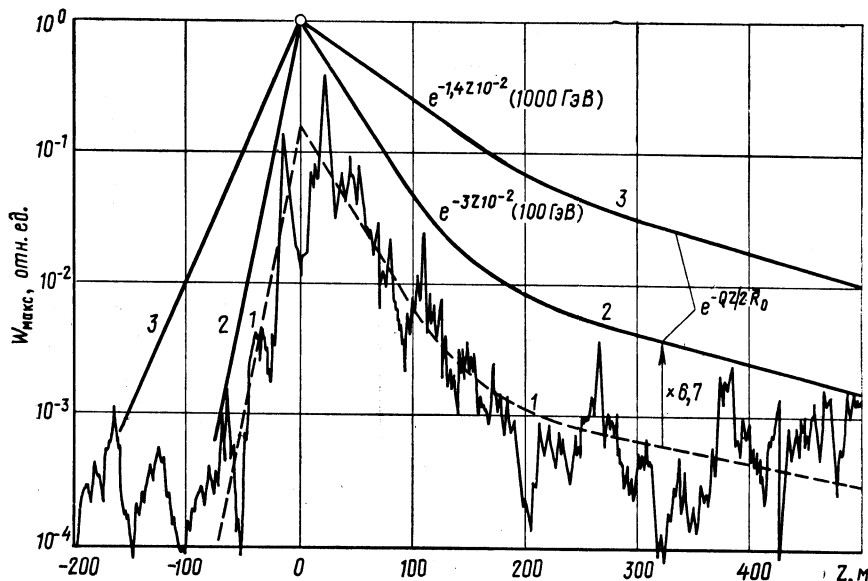


Рис. 6. Зависимость изменения энерговыделения в обмотках магнитных структур ускорителей от расстояния z от септум-магнитов Ламбертсона: 1 — аппроксимация по распределению измерений наведенной радиоактивности Даблера; 2, 3 — функции, рекомендуемые для приближенных оценок энерговыделения

камеры, т. е. так называемых квазипотерь. Азимутальное распределение квазипотерь, нормированное на известное полное число потерянных частиц [4], можно интерпретировать как первичный источник излучения лишь для значительных расстояний от поверхности вакуумной камеры. При вычислениях $W_{\max}(E_0)$ в обмотках магнитов такой подход не совсем корректен, тем не менее сейчас мы не располагаем другими данными о потерях. Ожидаемые распределения энерговыделений по азимуту Даблера (США) после септум-магнита Ламбертсона при инжекции ($E_0 = 100$ ГэВ) и выводе пучка ($E_0 = 1000$ ГэВ) показаны на рис. 6. Флуктуации энерговыделения, которые пропорциональны измеренной наве-

денной радиоактивности (квазипотери), учтены коэффициентом запаса $K_H = 6,7$.

По существу два типа геометрий, показанных на рис. 7, достаточны для приближенного описания процессов распределения потерь на реальных ускорителях. Первая (см. рис. 7, а) соответ-

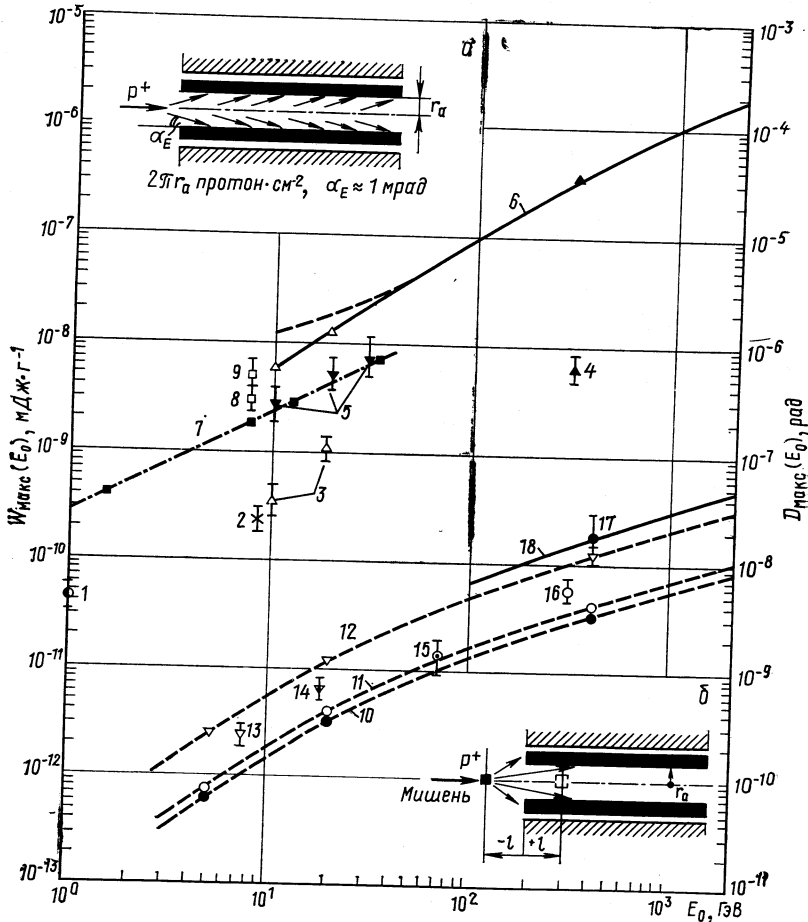


Рис. 7. Зависимость максимальной поглощенной энергии (дозы) от энергии первичных протонов

ствует потерям частиц при обычной инжекции и при ускорении; вторая (см. рис. 7, б) характеризует потери вторичных частиц после взаимодействия пучка с внутренними мишенями, выводными системами и устройствами для перевода пучка из одного кольца в другое («быстрая инжекция»). На рис. 7 приведены также две

группы результатов измерений энерговыделения $W_{\text{макс}}(E_0)$. В средней части рисунка собраны данные по гашению пучков протонов различной энергии в блоках материалов: 1 — гашение протонов с $E_0 = 1$ ГэВ в Си толщиной ~ 600 г/см², измерено термомлюминесцентными дозиметрами на толщине 10 г/см² [27]; 2 — прохождение пучка протонов 8,5 ГэВ через Nb₄₅Ti — образец толщиной ~ 2 мм — измерено нами * калориметрическим методом при 4,6 К с помощью угольного сопротивления типа Аллен — Бредли; 3 — гашение пучка протонов 10 и 19,2 ГэВ в Fe, размеры пучка соответственно 0,2 и 0,3 см², измерено ионизационными камерами [28]; 4 — взаимодействие пучка протонов 300 ГэВ с толстыми медными мишенями диаметром 2,54 и 3,08 см и толщиной в направлении пучка ~ 80 см, измерено калориметрическим методом с помощью терморезистора [29]. Все эти результаты нормированы на один падающий протон на 1 см².

Несколько выше на рис. 7 (точки 5) показаны результаты обработки измерений Джонса [24], которые были использованы при оценках радиационного нагрева в накопителе ISABELL [22]. Кривая 6, относящаяся к геометрии рис. 7, а [25], есть результат интегрирования $W(z)|_{r=0}$ по z , которая измерена при «гашении» протонов в полубесконечном поглотителе: Использовались также данные расчетов методом Монте-Карло в аналогичных условиях.

Предположим, что

$$\int_{-\infty}^{+\infty} W(z_1 - z') S(z') dz' \equiv \int_0^{\infty} W(z') dz', \quad (4)$$

где левая часть соответствует равномерной высадке протонов $S(z')$ по апертуре с $r_a < 5$ см в геометрии рис. 7, а; правая часть — гашению «тонкого луча» в сплошном полубесконечном поглотителе. Кривая 6 на рис. 7 согласована с результатами экспериментов (точки 3 и 4) [28, 29].

Кривая 7 есть результат расчетов [30] энерговыделения методом Монте-Карло по модифицированной программе [31] для реальной геометрии дипольного магнита с распределением потерь, аналогичным геометрии рис. 7, а при $r = r_a + 1$ см. Программа апробирована «макетным экспериментом» [32] при $\alpha_E = 35$ мрад (точка 8) и $\alpha_E = 100$ мрад (точка 9). Результаты этого эксперимента, в частности, указывают на увеличение энерговыделения в зависимости от угла α_E .

Следует отметить, что для геометрии рис. 7, б $W_{\text{макс}}(E_0)$ сильно зависит от радиуса апертуры r_a и расстояния l от мишени до края магнита. Пунктирными кривыми показаны расчеты [33]

* Гончаров И. Н. и др. Калориметрические измерения энерговыделения в сверхпроводящем сплаве НТ-50 при облучении протонами с энергией 8,5 ГэВ. Препринт ОИЯИ Р8-1273, Дубна, 1979.

энерговыведения в цилиндрической геометрии, выполненные методом Монте-Карло по программе MAGKA [34]: 10 — при $r_a = 5$ см, $l = -200$ см; 11 — при $r_a = 10$ см, $l = 30$ см; 12 — $r_a = 5$ см, $l = 30$ см.

Точки дают результаты различных измерений: 13 — «макетный эксперимент» при 7,5 ГэВ; измерен термолуминесцентными дозиметрами и ионизационными камерами [32]; 14 — эксперимент;

измерен стеклянными дозиметрами PPL за вакуумной камерой реального магнита ускорителя ЦЕРН мишень $3 \times 4 \times 30$ мм Cu, $E_0 \approx 19,2$ ГэВ, $r_a = 8$ см, $l = 130$ см [35]; 15 — эксперимент на реальном магните ускорителя ИФВЭ, $E_0 \approx 70$ ГэВ, $r_a = 10$ см, $l = 20$ см; измерен мегарадовыми детекторами СН [36]; 16 — эксперимент; измерен на выведенном пучке ускорителя в Батейвии (США), $E_0 = 400$ ГэВ с помощью калориметра, который повторяет реальную геометрию сверхпроводящего диполя Даблера с $r_a = 4$ см, $l = -125$ см, мишень Cu, датчик-терморезистор [37]; 17 — эксперимент на работающем магните ускорителя в Батей-

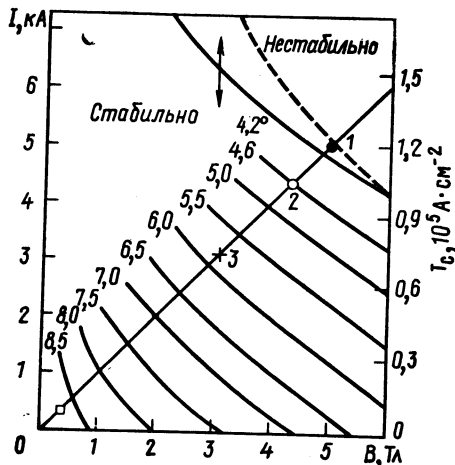


Рис. 8. Диаграмма тока, температуры и магнитного поля для дипольного магнита Даблера E -серии:

1 — 96% переходов; 2 — рабочая точка $I_{\text{раб}}/I_c = 0,82$; 3 — то же $I_{\text{раб}}/I_c = 0,68$; 4 — рабочая точка при инжекции

вии (США) $E_0 = 300$ ГэВ, $r_a \approx 6,3$ см, $l = 30$ см; измерен PPL-стеклянными дозиметрами [38]. Кривая 18 привязана к эксперименту [37] и используется в приближенных оценках радиационного нагрева. Все данные нормированы на один взаимодействующий протон.

Теперь рассмотрим предельно допустимые энерговыведения и градиенты температур для дипольного магнита Даблера. Потери энергии на гистерезис, вихревые токи и за счет внутреннего магнитного поля тока в магните в сумме составляют ~ 600 Дж/цикл (экспериментальное значение [39]) при $B = 0,16$ Тл/с. Это соответствует $W_{\text{макс}} = 0,584$ мВт/г вблизи стенки вакуумной камеры.

Диаграмма транспортного тока, магнитного поля и температуры показана на рис. 8 [4]. В точке 1 примерно 96% переходов без облучения. При фиксированном периметре кольца 2л км и требуемой энергии $E_0 = 1000$ ГэВ необходимо магнитное поле $B \approx 4,2$ Тл

($I_{\text{раб}}/I_c = 0,82$). Следовательно, полный резерв температуры составляет $\Delta T_q = 0,4$ К. Однако для радиационного нагрева остается только $0,1$ К, так как необходимо учесть потери энергии от транспортного тока, нагревание гелия за счет трения о стенки каналов при использовании струйных насосов [40], а также предусмотреть запас в ΔT_q из-за изменения сопротивления медной матрицы за счет дефектов и пр.

В соответствии с температурными резервами на рис. 9 построены зависимости $\Delta T_q(t)$ и $W_q(t)$ (кривые 1 и 2) для двух значений

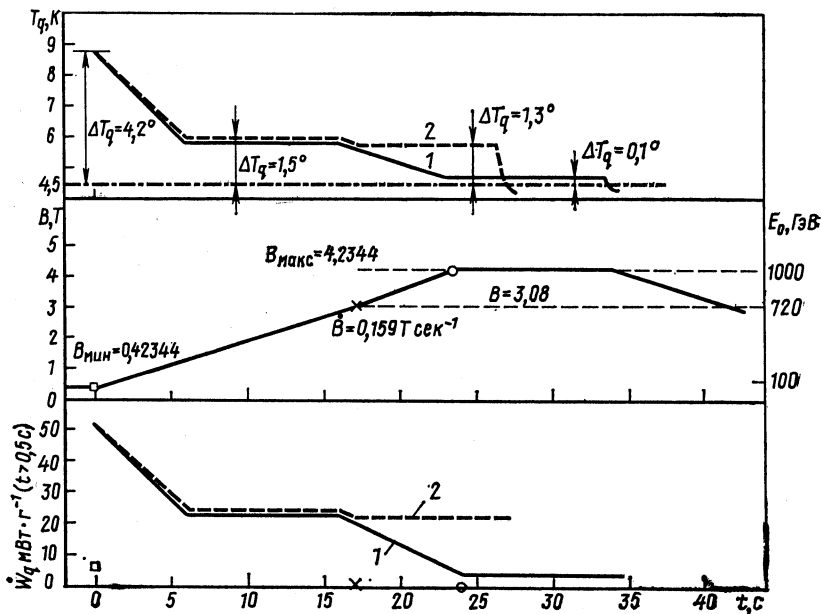


Рис. 9. Зависимость изменения магнитного поля в диполях Даблера E-серии, предельные градиенты температур и допустимые энерговыделения от времени цикла (за нуль принято время инъекции):

□ — 7,3 МДж·г $^{-1}$; × — 0,82 МДж/г $^{-1}$; ○ — 0,06 МДж·г $^{-1}$; все при $t < 1$ с

$I_{\text{раб}}/I_c = 0,82$ и $0,68$. Разумеется, что в последнем случае в Даблере можно получить энергию протонов только 720 ГэВ. В нижней части рис. 9 показаны предельные значения энерговыделения W_q , полученные на основе экспериментальных данных по облучению прототипа магнита Даблера [37].

Дальнейшая процедура вычислений тривиальна. При ускорении потери считаются равномерными по кольцу, поэтому расчет производится по (2) при коэффициенте $K_H = 6,7$. При «быстрой

инжекции» и при выводе пучка энергосвечение определяется как

$$W_{\max} = K_H W_{\max}(E_0, z) \eta_M L N_0 \leq W_q, \quad (5)$$

где $W_{\max}(E_0, z)$ — энергосвечение на один взаимодействующий протон (определяется по рис. 6 и 7); η_M — эффективность мишени или септума магнита; L — относительные потери; N_0 — интенсивность пучка в конце цикла ускорения.

На основе приближенного расчета нами сделан феноменологический прогноз предельной интенсивности пучков Даблера, приведенный в табл. 1. Даже при очень жестких допусках на потери частиц, заложенных в проект (последняя строка табл. 1), только ~40% сверхпроводящих магнитов можно поставить на кольце, а остальные должны быть обычные «теплые». При наладке ускорителя потери частиц будут существенно выше проектных. Об этом свидетельствует опыт эксплуатации современных синхротронов в Батевии (США) [41], ЦЕРНе (Швейцария) [42] и ИФВЭ (СССР) [6].

Любая аварийная ситуация при настройке ускорителя неизбежно приведет к переходам некоторой части магнитов вблизи систем аварийного вывода (см. функции $W_{\max}(z)$ на рис. 6). Естественно предполагается, что после трех — пяти лет эксплуатации потери можно уменьшить, если провести комплекс мероприятий: увеличить апертуру части магнитов, создать специальные защиты в виде коллиматоров, локализовать потери на перехватчиках частиц, наладить системы контроля потерь и энергосвечения и пр. По-видимому, при этом можно несколько увеличить интенсивность.

Неравновесный процесс. При прохождении быстрых заряженных частиц через вещество энергия частицы расходуется в основном взаимодействием с электронами. В результате возникают большие локальные разности температур между электронами и решеткой. В дальнейшем передача энергии от электронов решетке происходит с помощью релаксационного механизма [43]. При этом возникают флуктуации температуры и сопутствующие нетермодинамические флуктуации: электропроводности, сверхпроводимости, коэффициент диффузии и т. п. [44].

Естественно, что эти явления в процессе облучения не соответствуют средней температуре, которая определяется общим количеством тепла, выделяемом в сверхпроводнике и условиями теплоотвода. Подобное состояние частичного равновесия возникает не только при прохождении быстрых заряженных частиц, но и при пропускании сильного импульсного тока через сверхпроводник [43]. Можно только предполагать, что число разрушенных электронных пар электромагнитным полем частицы меньше, чем тепловым способом. Однако точной теории нет, и оценок сделать нельзя.

Прогноз предельной интенсивности пучков Даблера на 1000 ГэВ (США)

Время после запуска	Потери частиц, % N_0					Интенсивность, прогон/имп.					Условия*
	И		МВ		ВП	МВ (1000 ГэВ)	БВ (1000 ГэВ)	БВ (720 ГэВ)	ВП (1000 ГэВ)		
	У	МВ	БВ	ВП							
1 год	1	5	1	2		10^{11} (10^{12})	10^{10}	$1,3 \cdot 10^{11}$	—	Обычный контроль потерь частиц; переходы в 10% магнитах при аварийных ситуациях	
5 лет	0,5	2	0,3	0,2		$5 \cdot 10^{11}$ (10^{12})	$5 \cdot 10^{10}$	$7 \cdot 10^{11}$	$5 \cdot 10^{12}$	20% магнитов с увеличенной апертурой, специальная защита, тщательный контроль потерь частиц	
10 лет и больше	0,2	1	0,2	0,1		10^{12} (10^{13})	10^{11}	10^{12}	10^{13}	То же со «сглаживанием» функций распределения потерь и особо тщательным контролем	
По проекту	0,1	1	0,1	—		10^{12} (10^{13}) по проекту $N_0 = 5 \cdot 10^{13}$ [4]	$5 \cdot 10^{10}$	$1,3 \cdot 10^{11}$	10^{13}	Переходы в 10% магнитах; условия не указаны	

Примечание. N_0 — интенсивность ускоренного пучка; И — инжекция (100 ГэВ; 0,2 мкс); У — ускорение; МВ — медленный вывод 1 с (10 с); БВ — быстрый вывод (< 1 мс); ВП — встречные пучки.

* При условии, что не производится замена на более прогрессивные сверхпроводники.

Радиационный нагрев при адиабатических условиях может приводить к нежелательным последствиям с точки зрения предельной интенсивности ускорителя из-за небольшого температурного резерва ΔT_q для NbTi при полях B , близких к H_{c2} . Вполне возможно, что существенное повышение I_c по сравнению с известными значениями для NbTi удастся достичь, например, для соединения Nb₃Sn, для которого резерв ΔT больше.

Однако именно для больших полей поведение критических токов не укладывается в общие рамки модели, основанной на рассмотрении сил пиннинга и Лоренца [1]. Для самых разных материалов I_c стремится к нулю не по линейному, а по параболическому закону [46]. Таким образом, устойчивость пиннинга по отношению к сильным магнитным полям не гарантирует способности сверхпроводника нести транспортный ток. Существует максимальная плотность тока, при которой наступает разрушение пар и материал может переходить в нормальное состояние при $T < T_c$.

Подведем некоторые предварительные итоги. Расчет влияния дефектов на I_c через удельное сопротивление сверхпроводника NbTi не требует высокой точности по другим соображениям. Плотность критического тока заметно уменьшается при дозах $>10^{10}$ рад. В среднем радиационные нагрузки на современных ускорителях не превышают 10^7 — 10^8 рад/год при выводе пучка и достигают 10^9 — 10^{10} рад/год вблизи внутренних мишеней [35, 38, 47—49]. Следовательно, проблема дефектов не столь актуальна для ускорителей высоких энергий, тем не менее даже небольшое уменьшение I_c при длительном облучении желательнее учитывать при расчетах радиационного нагрева*.

Импульсный радиационный нагрев представляет собой важную проблему для ускорительной техники, и здесь необходим дальнейший анализ состояния методов расчета и исходной информации по всем аспектам проблемы: потерям частиц, энерговыделению и предельно допустимым градиентам температур. Особенно важно проанализировать процессы взаимодействия высокоэнергетических частиц с материалами обмоток, модели для описания переноса излучения в веществе с учетом влияния сильных магнитных полей, а также расчетные коды, реализующие эти модели при вычислениях энерговыделения в реальных геометриях. Известно, например, что данные расчета методом Монте-Карло [33] и эксперимента [37] при 400 ГэВ различаются в семь раз (см. кривую 10 и точку 16 на рис. 7). Желательно также выяснить — действительно ли допустимые значения энерговыделения для

* Эта проблема важна для криостатически стабильных сверхпроводящих обмоток магнитов, используемых в термоядерных установках [7].

реальных обмоток магнитов можно определять по энтальпии для коротких образцов при адиабатическом нагреве.

Что касается кинетики неравновесных процессов, то пока она не имеет объяснения в литературе, особенно при прохождении высокоэнергетических заряженных частиц. Трудно сказать, имеют ли практическое значение такие процессы для сверхпроводящих обмоток на основе NbTi. По крайней мере эксперименты по облучению действующих магнитов, которые обсудим ниже, не показывают влияния неравновесных процессов на I_c по сравнению с термодинамическим нагревом.

2. ПОТЕРИ ЧАСТИЦ НА УСКОРИТЕЛЯХ

В ускорительной технике под потерями частиц обычно понимается выбывание частиц из пучка за счет различных физических эффектов [6]. К потерям, например, приводят частичные взаимодействия пучка с инфлектором, с септум- и кикер-магнитами при обычной и «быстрой инжекции» [4]. Частицы неизбежно теряются при «стягивании» их в сгустки в момент захвата в режим ускорения. На следующем этапе ускорительного цикла появляются другие случайные причины потерь, связанные с резонансными явлениями бетатронных и синхротронных колебаний [51—56], критической энергией [6] и эффектами объемного заряда пучка [55]. Частицы теряются при быстром и медленном выводе пучка из ускорителя [4, 41, 62], а также при прохождении их по тракту транспортировки к физическим установкам, расположенным в экспериментальных залах [71, 72].

Кроме того, потери возможны при взаимодействии ускоренных частиц с внутренними и внешними мишенями — диафрагмами, экранами и другой аппаратурой для диагностики пучка, и, наконец, после транспортировки остаток частиц в пучке теряется в ловушках. В ускорительной литературе такие планируемые процессы не относят к потерям. С точки зрения радиационной физики любые взаимодействия частиц с веществом, приводящие к возникновению поля вторичных частиц, считаются потерями независимо от того, неизбежные ли они, случайные или планируемые. Тогда можно записать: $\sum_i L_i(t) = 1$, где $L_i(t)$ — величина (доля) потерь на один инжектируемый протон; t — время, однозначно связанное с энергией \bar{E}_i ; i показывает вид потерь при инжекции, ускорении, выводе и т. п. Обычно в расчетах радиационных нагрузок удобно потери приводить в числе частиц на один ускоренный протон с максимальной энергией E_0 . Потери $L_i(E_i)$, умноженные на N_0 , где N_0 — интенсивность пучка в конце цикла ускорения (всегда известная величина), соответствуют полному числу протонов в некотором энергетическом диапазоне.

Таблица 2
Ориентировочные потери на циклических ускорителях высоких энергий частиц на один прогон, ускоренный до E_0

Группа	Вид потерь	Энергия	Значения потерь, отн. ед.		Характеристика потерь [литература]
			отдельно	суммарно	
I	При инжекции	$E_{инж}$	0,4—0,8		Неизбежные [6, 51—60]
	При захвате		1—2		
	В начале ускорения	$E_{инж} + \Delta E$	0,3—1,2		
II	При устойчивом ускорении	От $E_{инж}$ до E_0	0,4—0,001 (предположительно)		Случайные [61, 62]
III А	На внутренней мишени	E_0	0,4—0,4		Планируемые [6, 41, 50, 63—68]
	На вакуумной камере		0,6—0,9		
III Б	На выводных устройствах	E_0	0,001—0,1		Неизбежные [4, 6, 41, 62, 69, 70]
	По тракту вывода		0,01		
	В ловушке		0,8—0,95		Случайные [71, 72] Планируемые

Примечание. l — полная длина тракта транспортировки пучка; η_B — эффективность вывода пучка, отн. ед.

На основе анализа литературы в табл. 2 приведены диапазоны ориентировочных значений потерь протонов на налаженных циклических ускорителях. Нарушения в режиме работы ускорителя и аварийные ситуации не рассматриваются. Важно отметить, что нельзя было составить такую таблицу только по литературным данным, так как большинство информации по потерям остается во внутренних отчетах служб, эксплуатирующих ускорители. С 1968 по 1978 гг. таблица неоднократно переделывалась. В окончательном варианте обобщен опыт работы как отечественных, так и зарубежных ускорителей, заимствованный из личных бесед с представителями служб эксплуатации на всесоюзных и международных конференциях.

Существенную трудность при расчете потерь представляет то обстоятельство, что количественные характеристики возмущающих сил известны лишь приблизительно, а иногда неизвестны вообще. Поэтому часто практикуют расчет верхней границы (допуск), которую может достичь рассматриваемое возмущение, исходя из отведенной ему доли потерь [56], а не зависимость потерь от времени, исходя из характеристик возмущения. Когда можно полагать, что имеют место малые статистически независимые возмущения в течение длительного времени, нахождение потерь частиц сводится к решению уравнения Фоккера — Планка [53].

В то же время ограниченность такого расчета состоит в том, что он позволяет оценить потери во времени, оставляя в стороне азимутальное и апертурное распределение частиц, высадившихся на вакуумной камере. Вследствие этого для расчета полей радиации приходилось привлекать косвенные методы (квазипотери), позволяющие оценить закономерности формирования первичного источника излучения по апертуре и азимуту. В некоторых случаях априори приходилось применять простейшую гипотезу о том, что потери равномерно распределены по апертуре и азимуту [25].

Качественный анализ распределения квазипотерь, типичных для синхротронов, позволяет сделать два важных замечания: а) пространственные флуктуации квазипотерь (рис. 10) характерны для любых, самых совершенных ускорителей, причем они повторяются на одних и тех же азимутах z при различных режимах, не считая «всплески» над мишенями, и, очевидно, объясняются разбросом параметров и неточной установкой элементов магнитных структур; б) временные флуктуации квазипотерь (рис. 11) носят случайный характер и могут зависеть как от динамики высадки случайных частиц, так и от реализации различных каналов ядерных реакций при нуклон-мезонном и электрон-фотонном каскадах.

Радиационные нагрузки для большинства узлов и конструкций ускорителя определяются потерями частиц на вакуумной камере.

Источник первичного излучения полностью характеризуется функцией такой дифференциальной плотности потерь $S(E_0, r_0, \Omega_0)$, что $S(E_0, r_0, \Omega_0) dE d\Omega_0 dS$ представляет собой число частиц с энергией в интервале $E_0, E_0 + dE_0$, пересекающих поверхность

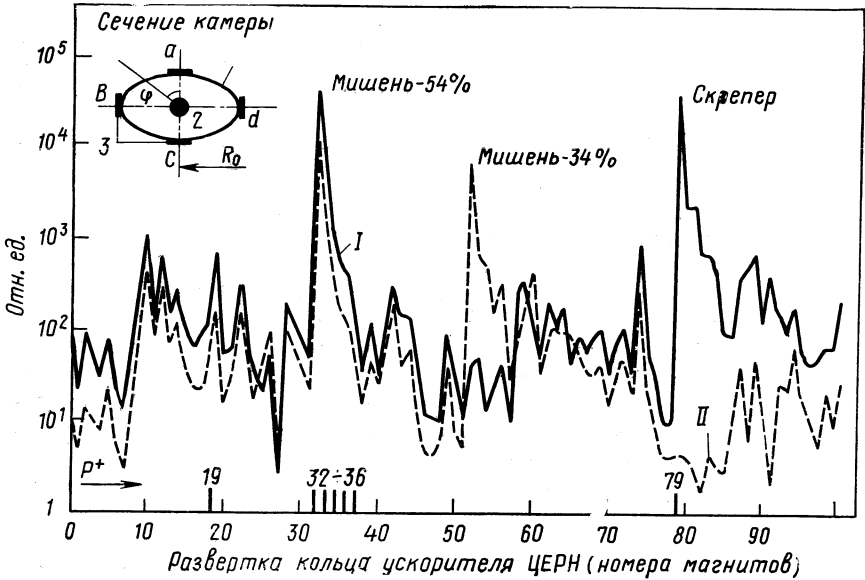


Рис. 10. Квазипотери по кольцу синхротрона ЦЕРН для двух режимов работы при 14,6 ГэВ:

I — стенка вакуумной камеры; 2 — пучок; 3 — расположение активационных детекторов

вакуумной камеры вблизи точки r_0 и имеющих направление движения Ω_0 в элемент телесного угла $d\Omega_0$ [30].

Следует отметить, что экспериментальное определение дифференциальной плотности потерь на ускорителях невозможно и лишь в некоторых случаях она поддается расчетной оценке. Для детального изучения методом Монте-Карло характеристик полей излучения и энерговыделения в элементах структур ускорителей сложной геометрии необходим дальнейший анализ дифференциальной плотности потерь или функционалов вида: $\int S(E_0, r_0, \Omega_0) d\Omega_0$ при различных α_E .

Решить подобную задачу в принципе можно созданием математической модели, описывающей процессы потерь частиц в ускорителе. Для этого необходимы программы расчета траекторий движения частиц в магнитном поле. Такие программы для ЭВМ разработаны в ЦЕРНе, ИФВЭ, ОИЯИ (см., например, [73—76]),

однако расчеты представляют определенные трудности и требуют больших затрат машинного времени. Так, интегрирование системы уравнений движения, описывающей бетатронные колебания одной частицы в неидеальных жесткофокусирующих магнитных структурах методом Рунге — Кутты [73, 77], на БЭСМ-6 требует в сред-

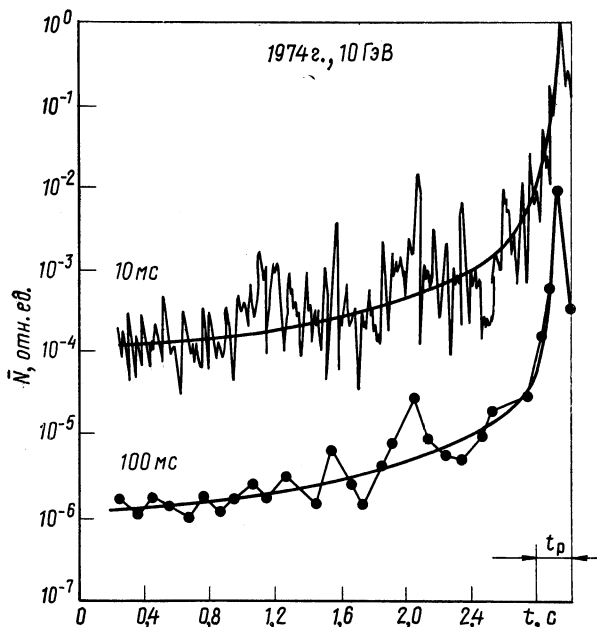


Рис. 11. Зависимость относительного счета числа заряженных частиц за стенкой вакуумной камеры синхрофазотрона ОИЯИ: за ноль принято время инъекции; t_p — время растяжки при сбросе пучка на септум формангнита

нем несколько секунд на один оборот или сотни часов на один цикл [60].

Первая попытка решения конкретной задачи распределения потерь частиц после взаимодействия пучка с септумом формангнита системы медленного вывода синхрофазотрона ОИЯИ сделана в работе [78]. Получены пространственные, энергетические и угловые распределения потерь протонов по всему периметру. Сравнение вычисленных потерь [26, 78] с квазипотерями, измеренными системой контроля потерь частиц [61], дано на рис. 12. Подобные системы контроля потерь созданы на многих ускорителях [79—82], правда, большинство из них предназначено для визуального контроля превышения фона над допустимым, а не для получения количественной информации о потерях.

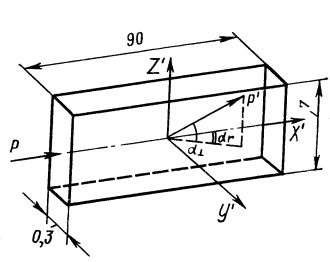
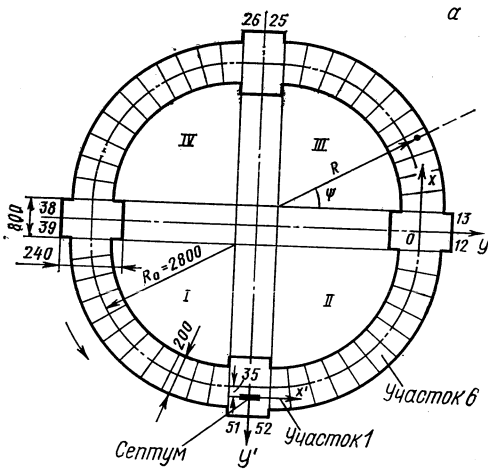
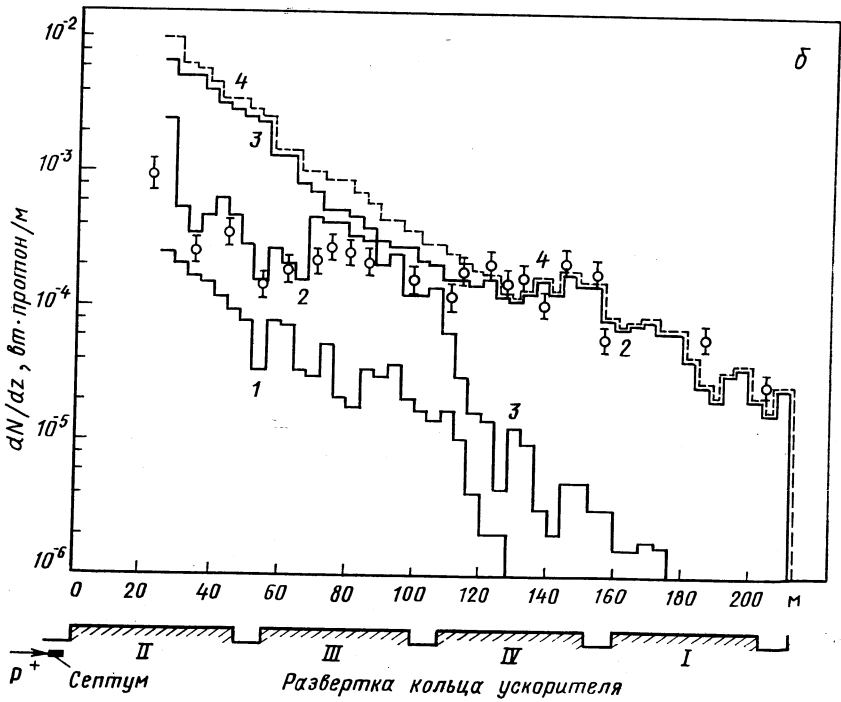


Рис. 12. Геометрия расчетов (а) и распределение потерь протонов по периметру синхрофазотрона ОИЯИ (б):
 1 — по наружной стенке камеры; 2 — по внутренней стенке; 3 — по верхней + нижней стенке; 4 — суммарное; \circ — измерение системой контроля потерь частиц по внутренней стенке



Приближенные оценки радиационного нагрева сверхпроводящих магнитов убедительно свидетельствуют о том, что наибольшую опасность представляют потери вблизи септум-магнитов (см. рис. 6) даже при высокоэффективном выводе пучка (99%). Следовательно, на разработку методов расчета потерь группы III (см. табл. 2) надо обратить основное внимание. К счастью, именно этот вид потерь поддается расчету по сравнению с другими видами. Расчет дифференциальных плотностей потерь частиц как средних характеристик (по времени и пространству) неприемлем в исследованиях влияния облучения на сверхпроводники. По-видимому, следует обратить также серьезное внимание на решение вероятностных задач, включая микродозиметрический подход, который учитывает флуктуации энерговыделения, так как композитный проводник представляет собой мелкодисперсную систему. Если такие задачи нельзя решить строго, то, по крайней мере, должны быть обоснованы коэффициенты запаса K_N для обеспечения адиабатической стабильности обмоток магнитов [1].

3. ИМПУЛЬСНЫЕ ОБЛУЧЕНИЯ СВЕРХПРОВОДЯЩИХ МАГНИТОВ

В литературе нет данных по облучению отдельных, коротких композитных проводников в магнитных полях при криогенных температурах и при высоких энергиях частиц. Только недавно появились первые сообщения о переходах в нормальное состояние действующих сверхпроводящих магнитов в условиях импульсного облучения. При длительности импульса $t < 1$ мс, как правило, происходит адиабатический нагрев, при $t > 10$ мс — изотермический нагрев сверхпроводников.

Адиабатический нагрев. В 1976 г. в «ЦЕРН-курьере» [83] появилось первое сообщение о том, что на выведенном пучке синхротрона на 12 ГэВ Аргоннской национальной лаборатории (США) облучен сверхпроводящий диполь. Мофей и др. [84] описали подробности этого эксперимента. Хорошо сфокусированный пучок гасился в торец диполя по очереди в двух точках по радиусу r от центра апертуры, так что он попадал или на внутренний, или на наружный край сверхпроводящей обмотки. Длительность импульса была 30—700 мкс. Максимальное поле в центре магнита 2,9 Тл.

Отношение значений магнитного поля на двух радиусах r удовлетворительно согласуется с соответствующими допустимыми флюенсами протонов. При большем значении магнитного поля допустимый флюенс протонов был $2,6 \cdot 10^9$ протон/см², а при меньшем значении магнитного поля $7 \cdot 10^9$ протон/см².

Характеристика магнита по транспортному току $I_{\text{раб}}/I_{\text{макс}} = 0,80$, что позволяет вычислить приращения температуры ΔT_q

(по диаграмме, аналогичной рис. 8) и энтальпию по (2) для данного состава $Nb_{48}Ti$ [85]. Предельно допустимые энерговыделения, вычисленные по энтальпии и по нашим данным энерговыделения в $NbTi$ (см. рис. 7, точка 2) с учетом допустимых флюенсов, хорошо согласуются между собой.

На основе экспериментально измеренного коэффициента $2,5 \cdot 10^{-10}$ (мДж \cdot г $^{-1}$)/(протон/см 2) при энергии 8,5 ГэВ можно тривиально предсказать результаты Аргоннского эксперимента.

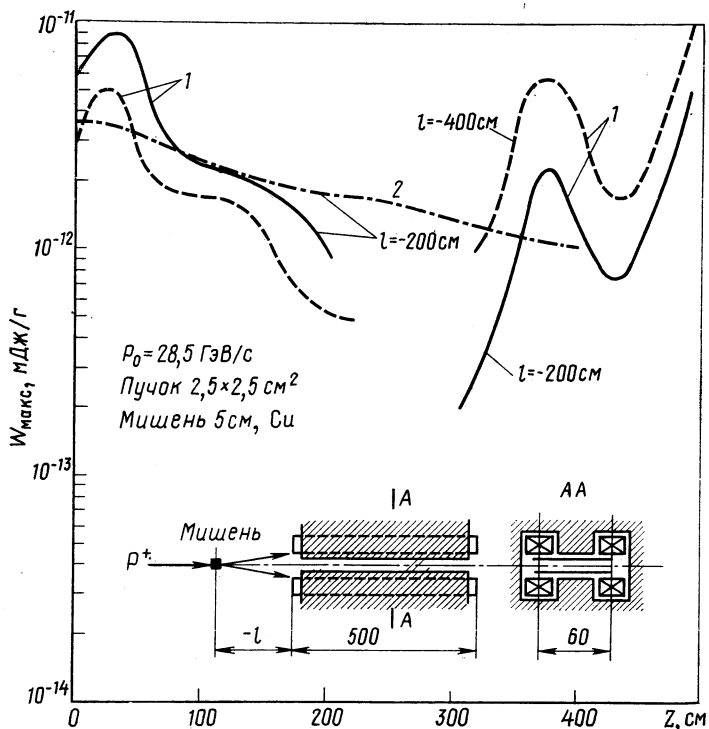


Рис. 13. Расчеты методом Монте-Карло максимального значения энерговыделения (на один взаимодействующий протон) в обмотке сверхпроводящего поворотного магнита:

1 — с учетом магнитного поля; 2 — без учета магнитного поля

Это объясняется простой геометрией облучения и хорошо известными характеристиками каскадных кривых при гашении пучка в полубесконечном блоке.

В работе [86] тщательно проанализированы результаты облучения поворотного магнита в виде «оконной рамы» (рис. 13). Магнит работал на выведенном пучке синхротрона Брукхейвенской национальной лаборатории (США) на 28,5 ГэВ. Средняя

интенсивность составляла $8 \cdot 10^{12}$ протон/имп. Длительность импульса ~ 3 мкс с частотой повторения от 1,3 до 2,47 с. Перед магнитом на расстояниях 2 или 4 м поочередно устанавливались мишени из С, Си и Рв.

Рабочая характеристика магнита $(IB/I_c B_{\text{макс}})^{1/2} = 0,68$, где $B_{\text{макс}} \approx 4$ Тл, а $I_c \approx 142$ кА/см². Резерв по температуре при этих условиях для Nb_{45}Ti был $\Delta T_q \approx 1,5$ К, однако вычисленное значение энтальпии по удельной теплоемкости [87] оказалось небольшим $\varepsilon(T) \approx 0,73 \pm 25\%$ мДж/г при рабочей температуре обмотки магнита 4,5 К.

В работе [86], как и в [83], не было измерено энерговыделение в обмотке. В то время как в первом случае энерговыделение сравнительно просто оценивается, во втором эксперименте [86] в сложных условиях облучения — эта задача не простая. Авторы работы [86] пытались определить энерговыделение расчетом методом Монте-Карло по модифицированной программе Ранфта [88], позволяющей учитывать дифракционное рассеяние частиц, сагитту и влияние магнитного поля на прохождение заряженных частиц в веществе.

Расчетным путем получены ориентировочные значения $W_q \approx 2 \div 3$ мДж/г, что существенно отличается от значения энтальпии для коротких образцов. Можно было бы объяснить допустимое энерговыделение, отличающееся примерно в пять раз от значения энтальпии, в том случае, если бы для обмотки выполнялся принцип криостатической стабилизации. Но при отношении $(\text{NbTi}) : \text{Cu}$, как 1 : 1,5, такая разница в W_q и $\varepsilon(T)$ маловероятна. Скорее всего, надо искать погрешность в расчете энерговыделения. Без учета магнитного поля $W_q \approx 0,75$ мДж/г, что лучше соответствует энтальпии, эта оценка также не кажется нам убедительной [33], и совпадение, по-видимому, случайно.

Эдварс и др. [37] провели серию измерений переходов в сверхпроводящем диполе под облучением. Магнит был расположен на расстоянии 42 м от точки выхода пучка из синхротрона на 500 ГэВ (США) и нормально работал, если не было установлено перед ним мишени. Мишени из Си устанавливались на расстояниях 1,28 и 5,6 м от лицевой поверхности магнита (см. геометрию на рис. 7, б). Средняя интенсивность выведенного пучка составляла $\sim 2 \cdot 10^{13}$ протон/имп. В некоторых экспериментах между мишенями и магнитом помещались коллиматоры с разными апертурами в целях уменьшения энерговыделения в обмотках диполя (табл. 3).

Сверхпроводящий магнит с радиусом апертуры $r_a = 3,85$ см состоял из двух секций длиной по 78 см каждая в одном криостате. Значение $I_{\text{раб}} = 1450$ А при $B_{\text{макс}} = 2,9$ Тл. Соответственно для коротких композитных проводников Nb_{45}Ti ток в разных обмотках магнита составлял 2250 и 1250 А при 5 Тл.

Условия облучения сверхпроводящего диполя [37]

E_0 , ГэВ	t имп, с	Расстояние от мишени до магнита, м	Размеры коллиматора, см*	Измерения калориметром	Оценка по выкипанию гелия	K , мДж/г на 10^{12} протон
300	0,001	1,28	—	Нет	Нет	43 ± 17
400	0,5	1,28	—	»	»	43 ± 17
400	1	1,28	—	»	Да	43 ± 17
400	1	1,28	$2,2 \times 12,5 \times 120$	»	»	$16,4 \pm 6,6$
400	1	5,6	$2,2 \times 12,5 \times 120$	Да	»	$6,7 \pm 0,7$
400	1	5,6	$2,8 \times 37,5 \times 180$	»	»	$6,7 \pm 0,7$
400	1	5,6	$2,8 \times 37,5 \times 180$	»	»	$6,7 \pm 0,7$

* Первая цифра — внутренний, вторая — наружный диаметры, а третья — длина коллиматора.

В работе [37] приводится: а) измерение интенсивности пучка, падающего на мишень во время перехода, как функции тока в магните и толщины мишени (для различных геометрических ситуаций, см. табл. 3); б)

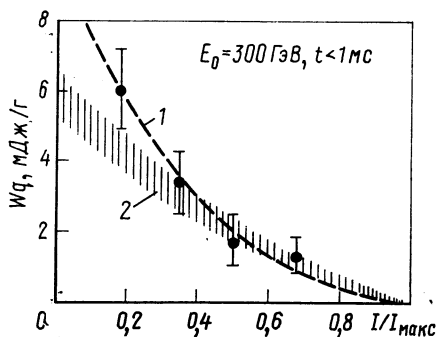


Рис. 14. Значения пороговой поглощенной энергии, соответствующие переходу магнита из сверхпроводящего в нормальное состояние при облучении (адиабатическом нагреве):

● — измерения на работающем магните; 1 — аппроксимация; 2 — расчет энthalпии для коротких образцов NbTi

в) измерение энергии, выделившейся в сверхпроводящих обмотках, с помощью калориметра, аналогичного [89], который геометрически повторяет обмотки облучаемого диполя; в) сравнение поглощенной энергии, приводящей к переходу магнита ~ 1 мДж/г с реальным значением $0,75$ мДж/г вблизи электростатического септума магнитов Ламбертсона, при $N_0 \approx 10^{10}$ протон/имп.

Градуировка калориметра осуществлялась следующим образом. Сначала калориметр стоял за облучаемым диполем и определялась

константа K_1 мДж/г от 10^{12} протонов, падающих на медную мишень толщиной 1 дюйм (2,54 см). Затем он помещался на место диполя и определялась константа $K = 1,5 K_1$, согласующаяся для разных экспериментов с погрешностью $\pm 7\%$. Поскольку при

быстром сбросе пучка на мишень константа K не определялась с помощью калориметра, а восстанавливалась по выкипанию гелия, то ее погрешность не ниже, чем $\pm 40\%$ (см. табл. 3).

Зависимость пороговой поглощенной энергии W_q , соответствующей переходу, от тока, протекающего через магнит, дана на рис. 14. Заштрихованная область — результат расчета энтальпии по удельной теплоемкости $Nb_{49}Ti$, измеренной в работе [87] на коротких образцах. Характеристика $I_{раб}/I_{макс} = 0,68$, и поскольку $\Delta T_q \approx 5 (1 - I_{раб}/I_{макс})$, то $\Delta T_q = 1,6$ К. Этому значению соответствует допустимый предел энерговыделения $W_q \approx 1,3$ мДж/г.

Таким образом, из анализа результатов измерений переходов сверхпроводящих диполей под облучением можно сделать вывод, что оценка допустимых значений энерговыделения W_q при адiabатическом нагреве коротких образцов применима для реальных обмоток. Неопределенность такой оценки существенно меньше, чем неопределенность расчета максимального значения энерговыделения $W_{макс}(E_0)$ в обмотке. Результатов экспериментов пока еще мало, поэтому целесообразно провести подобные облучения магнитов в СССР при тщательном контроле поглощенной энергии внутри обмоток.

Весьма вероятно, что для этого потребуются разработать новые, оригинальные способы контроля энерговыделения.

Изотермический нагрев. При медленном сбросе пучка на мишень $t > 1$ с авторы работы [37] провели несколько экспериментов (см. табл. 3). Результаты измерений при медленном сбросе даны на рис. 15. Замечено плато W_q в двух измерениях, которое объясняется авторами переходом от пузырькового к пленочному кипению гелия. Трудно понять, почему плато не наблюдается для первого эксперимента.

Как отмечают авторы работы [37], интерпретация результатов измерений при медленном сбросе затруднена из-за чувствительности I_c к малым флуктуациям интенсивности (энерговыделения)

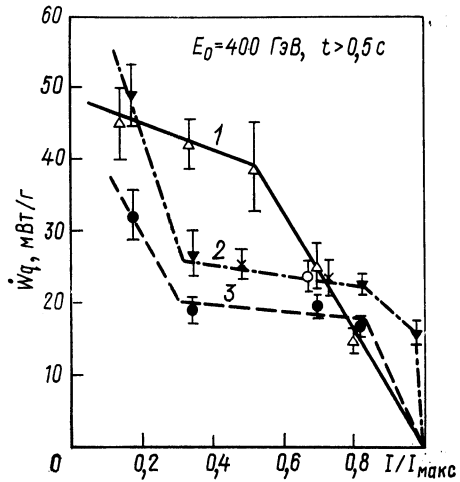


Рис. 15. Предельные значения тепловых потоков, соответствующие переходу магнита из сверхпроводящего в нормальное состояние при облучении (изотермический нагрев):

1—3 — три измерения в одних и тех же условиях

за время $\ll 0,01$ с в течение медленного сброса. Методика эксперимента не позволила установить, в какой именно обмотке происходит переход из сверхпроводящего в нормальное состояние. Обмотки диполя имели не только разные I_c (для коротких образцов), но и различные соотношения сверхпроводника и матрицы, а также различные охлаждающие поверхности.

В этом отношении методы расчета энерговыделения и решения краевых нестационарных задач теплопередачи, которые будут обсуждаться ниже, должны оказать помощь в интерпретации результатов экспериментов для изотермического нагрева. Эксперименты желательно проводить на магнитах с хорошо известными и идентичными характеристиками обмоток, например, на моделях дипольных сверхпроводящих магнитов комбинированного типа [90].

В работе [33] рассмотрена одномерная задача теплопередачи в предположении равномерного нагрева сразу всей цилиндрической обмотки магнита. Внутренняя поверхность с радиусом R_1 и внешняя поверхность с радиусом R_2 омываются жидким гелием и имеют температуру $T_0 = 4,2$ К. Уравнение теплопроводности для этой задачи при условии независимости от температуры тепловых параметров имеет вид

$$\frac{\partial T}{\partial t} = D \left(\frac{\partial^2 T}{\partial R^2} + \frac{1}{R} \frac{\partial T}{\partial R} \right), \quad (6)$$

где $T = T_m - T_0$ — искомое распределение повышения температуры: $R_1 < R < R_2$.

Решение уравнения (6) можно записать следующим образом:

$$T(R, t) = T_0 + (T_m - T_0) \pi \sum_{n=1}^{\infty} \exp(-D\alpha_n^2 t) \frac{I_0(R_1\alpha_n) U_0(R_1\alpha_n)}{I_0(R_1\alpha_n) + I_0(R_2\alpha_n)}, \quad (7)$$

где t — время остывания, с; C_p — удельная теплоемкость, Дж/(см³·К); ρ — средняя плотность обмотки, г/см³; k — средняя теплопроводность, принятая в [33] равной $5 \cdot 10^{-3}$ Вт/(см·К); $D = k/\rho c_p$ — коэффициент тепловой диффузии;

$$U_0(\alpha_n R) = I_0(\alpha_n R) Y_0(\alpha_n R_2) - I_0(\alpha_n R_2) Y_0(\alpha_n R_1);$$

α_n — корни уравнения

$$I_0(\alpha R_1) Y_0(\alpha R_2) - I_0(\alpha R_2) Y_0(\alpha R_1) = 0;$$

здесь I_0 и Y_0 — функции Бесселя нулевого порядка.

Решение (7) использовано в работе [33] для нахождения величины $T(t)$ при облучении цилиндра частицами, возникающими после взаимодействия пучка протонов $E_0 = 5$; 20 и 400 ГэВ с медной мишенью. Расчет энерговыделения производился методом

Монте-Карло по программе MAGKA [34], и результаты уже обсуждались выше (см. рис. 7, б).

Основной вывод из оценочных расчетов заключается в том, что при частоте следования импульсов 4 с быстро устанавливаются значения стабильных максимальной и минимальной температур, однако уменьшение частоты до 1,5 с приводит к постепенному росту нагревания при каждом последующем импульсе, что недопустимо для сверхпроводящих обмоток. Для быстрых оценок температуры была составлена номограмма [33], которая приведена на рис. 26.

В предположении азимутальной симметрии двумерная краевая задача теплопередачи для сверхпроводящей обмотки УНК [3] была решена в [91]. Предполагали, что теплоемкость со сверхпроводящей обмотки осуществляется кипящим в пузырьковом режиме гелием (4,2 К), а в вакуумной камере — жидким азотом (78 К). В исследуемом диапазоне теплофизические параметры сильно меняются, нестационарная задача теплопередачи является нелинейной, поэтому ее численно решали с использованием схемы продольно-поперечных прогонок. Пространственный шаг сетки обеспечивал аппроксимацию дифференциальных операторов с погрешностью не более 1%.

Не вдаваясь в детали теплофизических расчетов, отметим, что предельно допустимые потери протонов, приведенные в [91], соответствуют времени действия источника $\tau_p > 0,2$ с. Так, при $E_0 = 1000$ ГэВ $I_{\text{доп}} = 6 \cdot 10^8$ протон/имп. на один магнит по работе [91], в то время как для магнитов Даблера [4] экспериментальное значение $I_{\text{доп}} = 10^7$ протон/имп. на один магнит при $\tau_p = 0,5$ с.

Решение задачи теплопередачи при мгновенных потерях протонов и даже в случае одиночных импульсных источников с $\tau_p = 10^{-3}$ бессмысленно, так как допустимые потери определяются адиабатическим нагревом. Например, для двух — четырех банчей пучка в Даблере сверхпроводящий магнит переходит в нормальное состояние уже при $3 \cdot 10^5$ протон/имп. Корректное рассмотрение дополнительной тепловой нагрузки от радиационного нагрева, которая оценивается примерно как $\sim 0,5W^*$ (где W^* — суммарные потери энергии на гистерезис, вихревые токи и т. п.), необходимо при расчетах криогенных систем ускорителей.

4. РАСЧЕТЫ ЭНЕРГОВЫДЕЛЕНИЯ В ЭЛЕМЕНТАХ СТРУКТУР ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ УСКОРИТЕЛЕЙ

Прогнозирование на ускорителях допустимых потерь первичных частиц L , как функционалов от $S(E_0, r_0, \Omega_0)$, существенно зависит от точности представления энерговыделения $W(L, z, r)$ в обмотках сверхпроводящих магнитов. Неопределенность оценки $W_{\text{макс}}(L)$, как отмечалось выше, значительно больше, чем неопре-

деленность расчета энерговыделения W_q , допустимого для магнитов. Это объясняется сложностью и многообразием явлений, происходящих в межъядерном каскаде при высоких энергиях, отсутствием достаточного объема достоверной исходной информации, а также большими математическими и вычислительными трудностями.

В настоящее время, по-видимому, единственным методом, позволяющим рассчитать трехмерный межъядерный каскад в реальных структурах ускорителей, является метод Монте-Карло. Обычно программы расчета, основанные на методе Монте-Карло, не являются универсальными и зависят от класса решаемых задач: «глубокое проникновение», «обратный выход», «косое падение» под малыми углами и др. [30].

Ранфт впервые разработал подход к моделированию межъядерного каскада в веществе при высоких энергиях [64], а затем проанализировал и описал все физические процессы [92]. Он создал комплекс вычислительных программ (см., например, работы [34, 88]), основанный на инклюзивном подходе. При адрон-ядерном взаимодействии рассматривается рождение фиксированного числа адронов со статистическим весом, математическое ожидание которого соответствует средней множественности. Для описания двойных дифференциальных распределений адронов при неупругом взаимодействии применяются полуэмпирические формулы [93].

Дальнейшее развитие инклюзивного подхода к моделированию межъядерного каскада в веществе сделано В. А. Григорьевым [31], Ван-Геннекенем [95], М. В. Моховым [94, 97] и В. Б. Хвостовым [96]. Следует заметить, что только программа MAGNET [96] предназначена для расчета поля излучения в сложной геометрии ускорительных структур. В этой программе не рассматривается электрон-фотонный каскад при распаде π^0 -мезонов, поэтому она ограничена максимальной энергией $E_0 \leq 30$ ГэВ при расчетах энерговыделений.

В работе [97] описана программа MARS-4, расширяющая возможности расчета. Диапазон энергий первичных и вторичных адронов от 20 МэВ до 3000 ГэВ. Гетерогенный массив может состоять из трех материалов, каждый из которых есть смесь до шести веществ, а границы области — произвольная комбинация плоскостей, цилиндрических и сферических поверхностей. Атомная масса от 1 до 238. Гибкая схема обработки набора траекторий сокращает время счета для глубокого проникновения в несколько раз по сравнению с аналогичной программой, описанной в работе [95].

В программах HETS [98] и SHIELD [99] реализован эксклюзивный подход. При каждом адрон-ядерном взаимодействии моделируется столкновение налетающей частицы с внутриядерными

нуклонами, выбираются возможные каналы реакций, определяется последующее испарение нуклонов из возбужденного ядра и оцениваются остаточные продукты фрагментации. В принципе лишь при эксклюзивном подходе можно корректно определить распределение энерговыделений и их флуктуаций в мелкодисперсных системах, какими являются композитные сверхпроводники. Отсутствие информации о всех возможных каналах реакций при энергиях, больших несколько десятков ГэВ, ограничение толщин примерно до пяти длин свободного пробега при косом падении первичного протона на структуры, а также значительные затраты машинного времени пока не позволяют эффективно использовать подобные программы для расчета энерговыделения в реальных магнитах.

Таким образом, в настоящее время значительно повысились требования к вычислительным программам расчета межъядерного каскада при высоких энергиях. Метод локальной оценки потока и грубые приближения при расчете средних значений энерговыделения, используемые в программах [95—97], требуют их апробации в полномасштабных (макетных) экспериментах с соответствующей геометрией. Сравнение результатов расчета и измерений в других условиях не может быть достаточным обоснованием надежности и точности расчета распределения энерговыделения в структурах магнитов в широком диапазоне энергий первичных протонов. Ниже подробно сравним результаты расчета характеристик полей излучения и энерговыделения (поглощенной дозы) с экспериментальными данными.

Расчеты при $E_0 \leq 30$ ГэВ. Программа MAGNET [96] — модифицированный вариант программы, приведенной в [31]. Энергетические спектры нейтронов, протонов и заряженных π -мезонов с $E \geq (E_{\text{пор}} = 20 \text{ МэВ})$ рассчитываются методом Монте-Карло при использовании локальной оценки потока в фиксированных объемах внутри вещества с радиусом $R_{\text{ион}}(E)$. Типичная геометрия расчета и измерений показана на рис. 16.

Вклад в суммарное энерговыделение в веществе вблизи точки детектирования обусловлен: D_1 — заряженными частицами с $E \geq E_{\text{пор}}$; D_2 — заряженными частицами, рожденными вне сферического объема с радиусом $R_{\text{ион}}(E)$ и пришедшими в точку детектирования с $E < E_{\text{пор}}$; D_3 — заряженными частицами с $E < E_{\text{пор}}$, образованными в неупругих взаимодействиях высокоэнергетических частиц в пределах сферического объема с радиусом $R_{\text{ион}}(E)$; D_4 — нейтронами с $E < E_{\text{пор}}$.

В работе [96] проведена оценка вклада в поглощенную дозу низкоэнергетических частиц, поскольку их энергетические спектры не вычисляются непосредственно методом Монте-Карло. Оценка потока быстрых нейтронов с энергией $3 \leq E \leq 20 \text{ МэВ}$ производится экстраполяцией расчетного спектра нейтронов вбли-

зи $E_{\text{пор}}$ в предположении, что энергетический спектр нейтронов можно аппроксимировать выражением $f(E) \approx E^{-\beta}$. Значение параметра β вычисляется по расчетным спектрам нейтронов при энергиях вблизи $E_{\text{пор}}$.

Низкоэнергетические заряженные частицы с $E \leq E_{\text{пор}}$: p , d , t , α , He^3 ... и т. п. образуются в основном на испарительной стадии

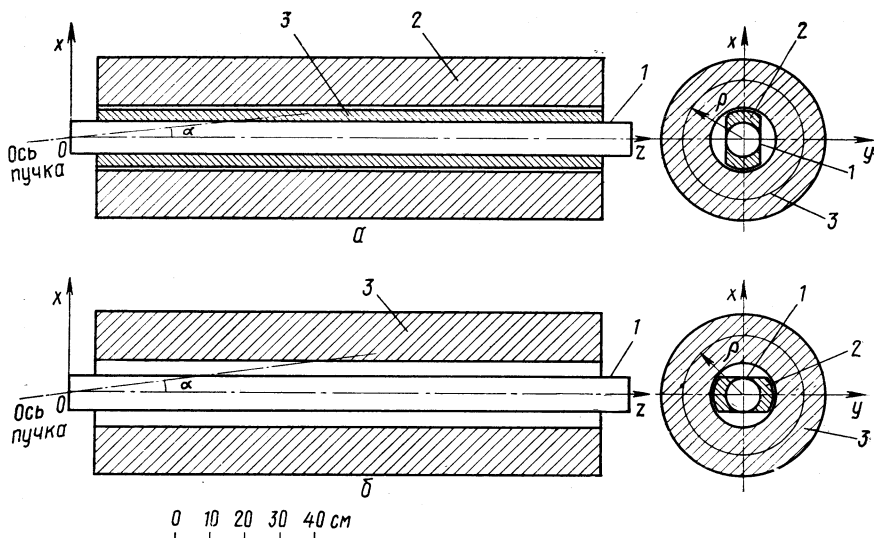


Рис. 16. Геометрия облучения (расчета) установки «Модель»:

a — высадка пучка в обмотку; b — высадка пучка на ионопровод; α — угол высадки пучка; 1 — тонкостенная труба — ионопровод; 2 — обмотки; 3 — стальное ярмо магнита

процесса неупругого взаимодействия адронов с веществом. Они имеют угловое распределение, близкое к изотропному, а энергетическое — близкое к максвелловскому. Поле высокоэнергетических частиц в пределах сферического объема с радиусом $R_{\text{ион}}(E)$ можно считать постоянным и интерпретировать как объемный источник заряженных частиц. Это эквивалентно локальному поглощению заряженных частиц в месте их образования, следовательно, можно записать очевидное выражение для поглощенной дозы:

$$D_3(\mathbf{r}) = \sum_{i=p, n, \pi^\pm} \int_{E_{\text{пор}}}^{E_{\text{макс}}} \Phi_i(E_0, \mathbf{r}) \Sigma_{in}^i(E_0) \sum_{j=p, d, t, \dots} \Delta E_j(E_0) dE_0, \quad (8)$$

где $\Phi_i(E_0, \mathbf{r})$ — пространственно-энергетическое распределение заряженных частиц с $E \geq E_{\text{пор}}$; $\Sigma_{in}(E_0)$ — сечение неупругого

взаимодействия для первичного протона с энергией E_0 ; $\Delta E_j(E_0)$ — кинетическая энергия заряженных частиц сорта j .

Зависимость $\Delta E_j(E_0)$, полученная интерполяцией результатов анализа процесса испарения [88, 100—102], приведена на рис. 17. Из сопоставления кривых 1 и 2, например, видно, что кинетическая энергия, уносимая сложными частицами, возрастает с увеличением энергии первичного протона и достигает $\sim 40\%$ при энергии $E_0 = 5$ ГэВ. Кинетическая энергия заряженных частиц в процессе испарения непосредственно связана со средней энергией возбуждения ядра-остатка после прохождения каскадной стадии процесса неупругого взаимодействия. В расчетных кодах Ранфта [103, 104] предполагается, что ΔE_j составляет одну треть от средней энергии возбуждения ε^* .

Сравнение результатов расчетов [96, 103] с данными эксперимента [105] дано на рис. 18. Отмечается удовлетворительное согласие в распределении плотности потока адронов, однако значение поглощенной дозы, данное Ранфтом [103], систематически больше, чем приведенные в работе [96]. Коэффициенты перехода от плотности потока к поглощенной дозе в [96] приняты следующие (рад·см²/част. сорта ij):

$$k_i(E > E_{\text{пор}}) = \begin{cases} k_1^i(E) + k_2^i(E) & \text{при } i = p, \pi^\pm; \\ k_2^i(E) & \text{при } i = n, \end{cases} \quad (9)$$

где

$$k_1^i = 1,6 \cdot 10^{-8} \beta(E) \quad \text{при } i = p, \pi^\pm;$$

$$k_2^i = 1,6 \cdot 10^{-8} \sum_{j=p, d, t, \dots} \Delta E_j(E) \quad \text{при } i = p, n, \pi^\pm.$$

Зависимость коэффициентов перехода от плотности потоков к поглощенной дозе приведена на рис. 19. Аналогичный коэффициент для нейтронов равен керм-фактору [109, 110] и также дан на

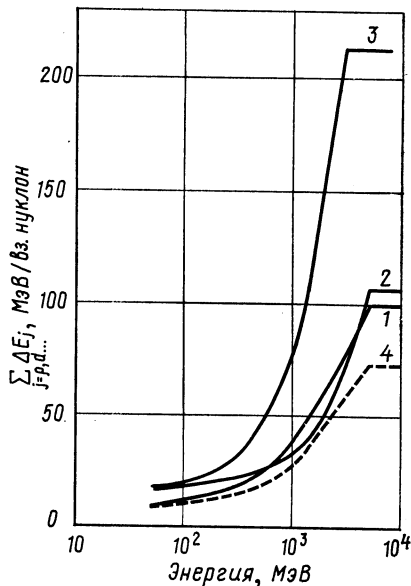


Рис. 17. Зависимость среднего значения ΔE_j заряженных частиц от E_0 :

1 — по [100]; 2 — по [101]; 3 — по [88]; 4 — по [102] (только протоны $E < 20$ МэВ)

рис. 19. Следует отметить, что доза от нейтронов в задачах (см. рис. 16) пренебрежимо мала по сравнению с дозой от сверхбыстрых частиц. Доза от γ -квантов по порядку величины совпадает с дозой от нейтронов с $E < E_{\text{пор}}$.

Значительное расхождение вычисленных и измеренных значений энерговыделения в железе потребовало проведения макет-

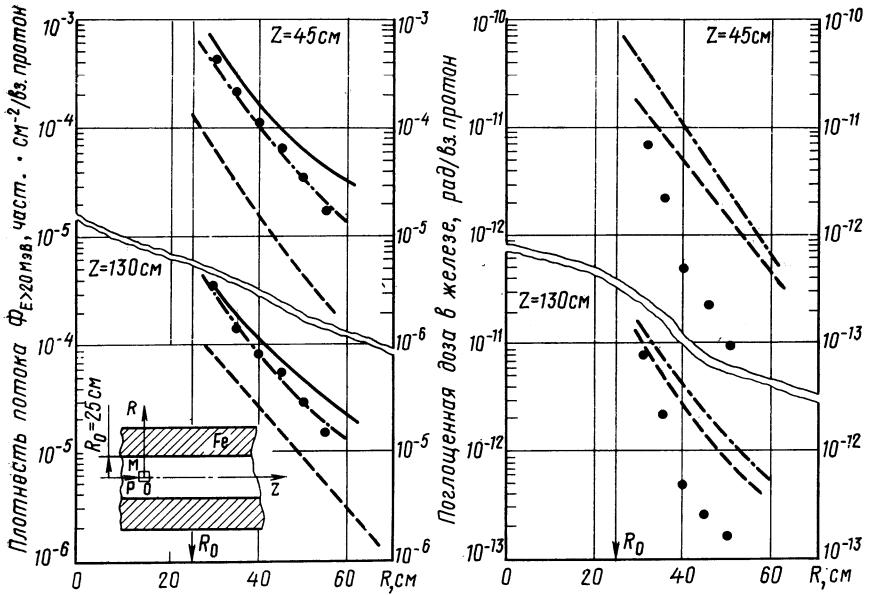


Рис. 18. Сравнение результатов расчета и эксперимента при взаимодействии протонов 15 ГэВ/с с мишенью:

— — — — — расчеты по программам MAGKA и MAGKO соответственно [103]; · — — — — наши расчеты; — — — — эксперимент [105]

ного эксперимента. В работе [30] описана установка «Модель», представляющая собой геометрическую копию дипольного магнита и предназначенная для изучения пространственно-энергетического распределения излучений как при мишенях, так и при распределенных потерях частиц. Высадка пучка на тонкостенную трубу установки, имитирующую вакуумную камеру ускорителя, могла осуществляться двумя способами (см. рис. 16, случаи а и б). До этого эксперимента в литературе отсутствовали данные, которые могли бы служить тестовой информацией для программ расчета. Измеренные радиационные нагрузки на существующих ускорителях (см., например, работы [36, 47]) нельзя использовать для этих целей, поскольку не известно, при каком источнике

(потерях) они получены. В работе [30] впервые характеристики источника четко определены при энергии протонов 8,4 ГэВ.

Для измерения характеристик поля излучения использовались различные детекторы: активационные и ^{12}C , ^{32}S и ядерные эмульсии [108]; ионизационные камеры и термолюминесцентные дозиметры [109]. Результаты относительных измерений плотности потока частиц с энергией $E_{\text{пор}} \geq 20$ МэВ по реакции $^{21}\text{C}(x, xn)^{11}\text{C}$ даны на рис. 20. Наблюдается хорошее согласование экспериментальных [108] и расчетных [96] распределений в геометриях облучения *a* и *b* (см. рис. 16).

Активационные детекторы на основе ^{32}S отградуированы в известном спектре реактора ИРТ-2000 (МИФИ). Для всех рассматриваемых спектров нейтронов полученные значения $\beta = 0,9 \pm 0,2$. Сравнение результатов расчета и измерений плотностей потоков быстрых нейтронов (рис. 21) косвенно подтверждает правильность расчета спектра нейтронов с $E > E_{\text{пор}}$ по программе MAGNET [96]. В максимуме распределений откликов детекторов по *Z* отношение $\Phi_c/\Phi_s \approx 10$, а в других точках оно близко к единице.

Наряду с измерениями при косом падении пучка на ионопровод под углом α в [96] выполнены измерения характеристик поля на установке «Модель» при взаимодействии пучка с тонкой мишенью. При достаточно больших углах рассеяния (назад) наблюдается расхождение показаний ТЛД и ионизационных камер, по-видимому, из-за вклада низкоэнергетических нейтронов. В остальном согласие результатов расчета и измерений такое же, как и на рис. 21.

Измерение энерговыделения от излучения высокоэнергетических ускорителей связано со значительными трудностями. Калориметрия в полях рассеянного излучения очень сложна и требует разработки специальных методик и уникального оборудования [110]. Как правило, измерение радиационных нагрузок осуществляется с помощью ионизационных, люминесцентных или химических детекторов, а также восстановлением спектральных характеристик поля излучения активационным методом с после-

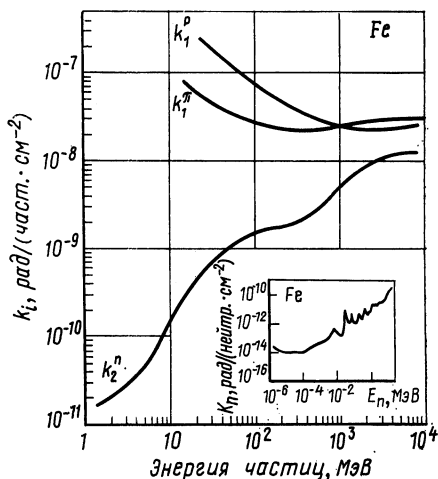


Рис. 19. Энергетическая зависимость коэффициентов перехода от плотности потока к поглощенной дозе в железе (в центре керм-фактор)

дующей оценкой дозы по переходным коэффициентам. При этом «отклик» детектора, измеренный любым способом, может суще-

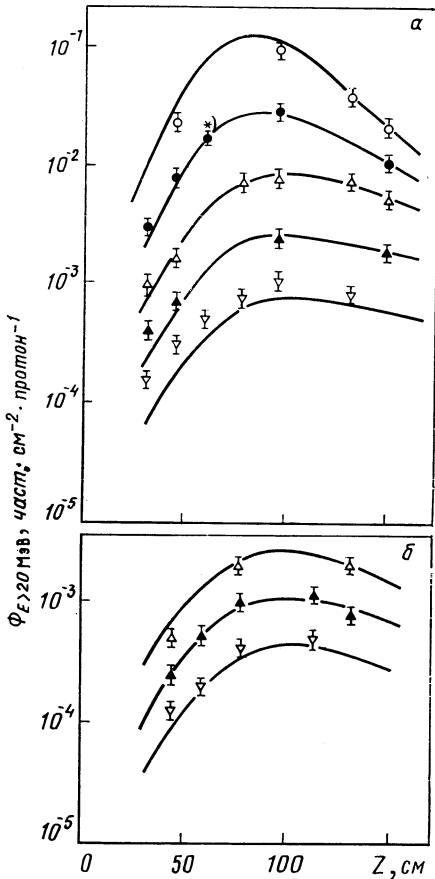


Рис. 20. Распределение плотности потока адронов на различных радиальных расстояниях от оси установки «Модель» в плоскости XZ (а) и YZ (б) при $\alpha = 35$ мрад (см. рис. 16):

кривые — расчет; точки — измерения ^{12}C на расстояниях \circ — 6,5; \bullet — 8,5; \triangle — 11,5; \blacktriangle — 16; ∇ — 22 см

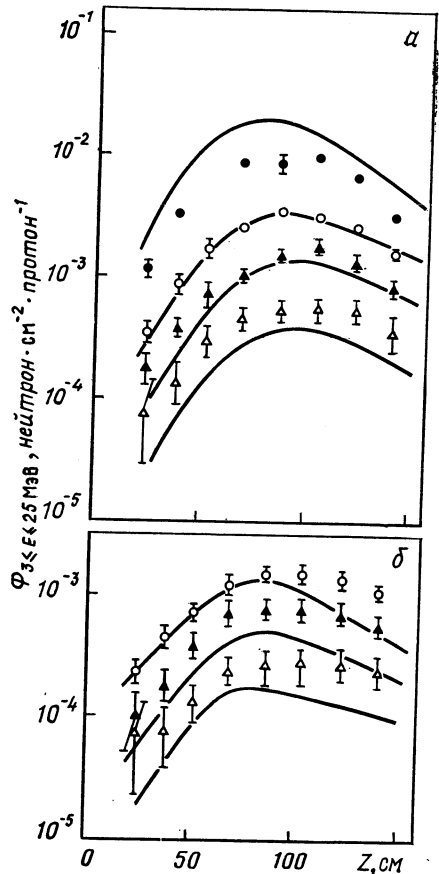


Рис. 21. Распределение плотности потока быстрых нейтронов на различных радиальных расстояниях от оси установки «Модель» в плоскости XZ (а) и YZ (б) при $\alpha = 35$ мрад (см. рис. 16):

кривые — расчет; точки — измерения ^{32}S на расстояниях \circ — 6,5; \bullet — 11,5; \blacktriangle — 16; ∇ — 22 см

ственно отличаться от реального значения поглощенной дозы в интересующем нас веществе. Обнаружено значительное рас-

хождение показаний дозиметров между собой [35]. Это требует тщательной градуировки дозиметров в полях излучений, близких к рассматриваемым в данном эксперименте.

В работе [109] описан метод измерений поглощенной дозы в веществе на установке «Модель». Абсолютная градуировка

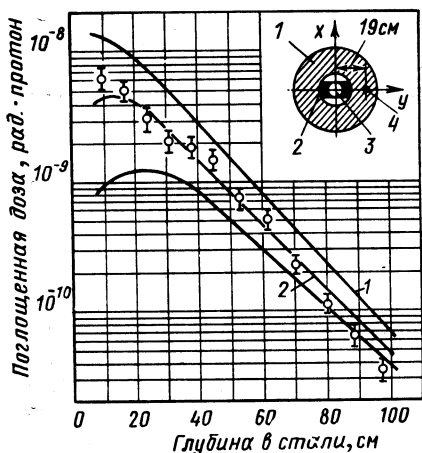


Рис. 22. Распределение поглощенной дозы в яре (1) при нормальном падении пучка в точке (4) — плоскость YZ (см. рис. 16):

1 — при $Y = 19$ см; 2 — при $Y = 18$ см; 3 — при $Y = 17$ см; \circ — измерения ионизационными камерами

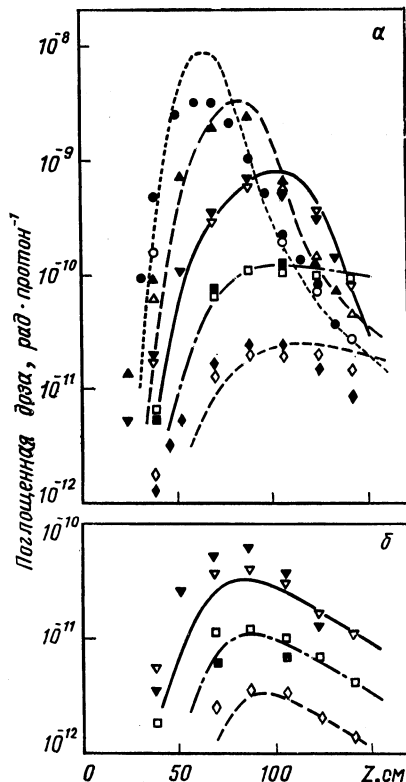
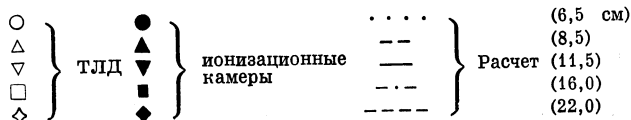


Рис. 23. Распределение поглощенной дозы на различных расстояниях от оси установки «Модель» в плоскости XZ (а) и YZ (б) при $\alpha = 35$ мрад (см. рис. 16):



ионизационных камер была выполнена при гашении пучка в стальном яре установки. Из сравнения экспериментальных результатов, приведенных на рис. 22 и рис. 7 (точка 2), можно определить коэффициент абсолютной градуировки ионизационных камер.

В работе [109] использовали также термолюминесцентные дозиметр VA-S-200 на основе LiF и установку VA = M = 30 (ГДР), которая имеет линейные характеристики по дозе от 1 до 1000 рад. Облучение термолюминесцентных дозиметров смешанным полем излучения реактора ИРТ-2000 показало, что они занижают дозу от нейтронов по сравнению с тканевой дозой, т. е. $D_{\text{ТЛД}}/D_{\text{СН}_2} \approx 0,3$ [106]. Результаты измерений пороговыми детекторами ^{32}S и ^{12}C [108] позволили проверить также применимость эмпирического соотношения, рекомендованного в работе [111]:

$$D = 3 \cdot 10^{-8} \Phi_c + 6 \cdot 10^{-8} \Phi_s, \quad (10)$$

где Φ_c и Φ_s — соответственно потоки излучения, измеренные детекторами ^{12}C и ^{32}S .

Сравнение расчетных и экспериментальных данных поглощенной дозы в геометрии А при $\alpha = 35$ мрад (см. рис. 16) показано на рис. 23. Суммарный эффект от нейтральных и заряженных частиц, измеренный ТЛД, близок к поглощенной дозе в железе. С другой стороны, полученная по выражению (10) доза существенно превышает измеренное значение особенно в тех точках, где $\Phi_c/\Phi_s \approx 1$. Это говорит о переоценке вклада в дозу низкоэнергетических нейтронов. Соотношение (10) применимо лишь для оценки тканевой дозы за защитой ускорителей, и его нельзя рекомендовать (см., например, работу [11]) при определении радиационных нагрузок на оборудование ускорителей.

Подводя итоги циклу исследований энергосыделения в диапазоне первичных протонов несколько десятков ГэВ, можно сделать ряд выводов:

а) дозовые нагрузки на обмотках магнитов существенно зависят от распределения потерь по апертурному углу φ и от угла α падения протонов на стенку ионопровода;

б) поглощенные дозы в яре магнита слабо зависят от указанных выше параметров;

в) поглощенная доза в обмотках магнита на $\sim 70\%$ определяется заряженными частицами с $E \geq 20$ МэВ;

г) вклад в поглощенную дозу (энергосыделение) от нейтронов низких энергий $E \leq 20$ МэВ и γ -квантов незначителен, и им можно пренебречь в практических расчетах.

Удовлетворительное согласие экспериментальных данных с тестовыми расчетами позволяет рекомендовать методику [96] и программу MAGNET для расчетов и прогнозирования энергосыделения в элементах магнитных структур ускорителей до 30 ГэВ.

Расчеты при $E_0 > 30$ ГэВ. При энергиях протонов порядка 30—70 ГэВ и выше процессом, определяющим энергосыделения в обмотках магнитов, является электрон-фотонный ливень, инициированный распадом $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ [92]. В программе MARS-4 [97] для расчета электрон-фотонного ливня используется алгоритм

[95]. Тестовые расчеты характеристик поля излучения и энерговыделения по программам, приведенным в [95, 97, 112], при $E_0 >$

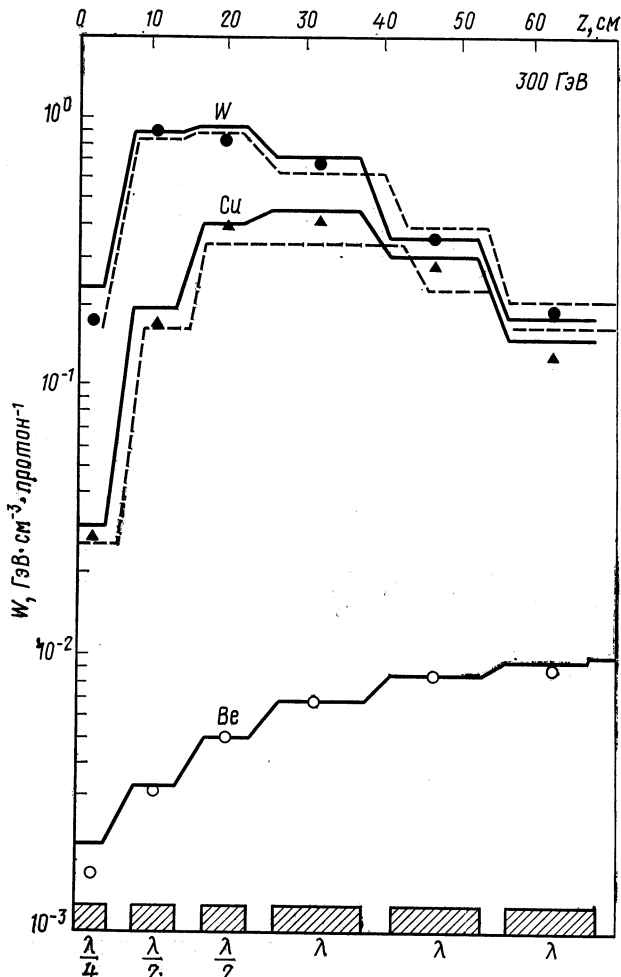


Рис. 24. Энерговыделение в бериллиевой, медной и вольфрамовой мишенях диаметром 2,54 см, облучаемых пучком протонов с энергией 300 ГэВ: точки — эксперимент [29]; сплошная и штриховая гистограммы — соответственно расчеты по программам MARS-4 [97] и CASIM [95]

> 30 ГэВ выполнены только два случая «глубокого проникновения» каскада в поглотитель, на который нормально падает узкий пучок протонов. Так, три программы FLUKA [112], CASIM [95] и MARS-4 [97] при энергии $E_0 = 200$ ГэВ и $E_{\text{пор}} = 50$ МэВ приблизительно одинаково описывают «стержень» каскада при

расстояниях от оси пучка меньше 20 см. Однако на больших расстояниях от оси пучка порядка 20—150 см, где определяющую роль играют частицы с энергией $E < 200$ МэВ, расхождение значительное.

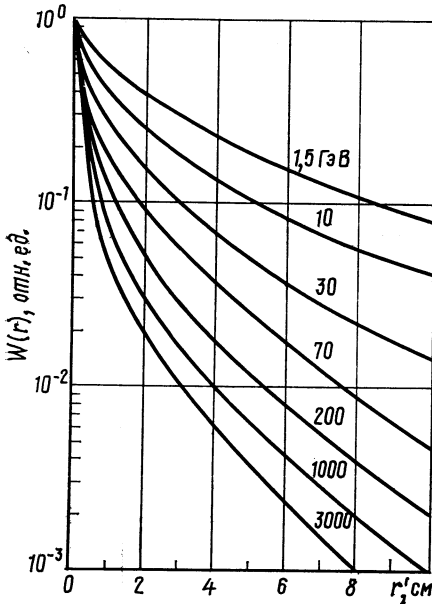


Рис. 25. Зависимость радиального распределения энерговыделения от радиуса r

Хорошее согласие данных расчетов энерговыделения [95, 97, 100] с результатами эксперимента для бериллиевой, медной и вольфрамовой мишеней, облучаемых узким пучком протонов с $E_0 = 300$ ГэВ [29], объясняется максимальной энергией, поглощенной вблизи оси пучка. Результаты сравнения показаны на рис. 24. Однако при высоких энергиях протонов часто требуется знать не только значение $W_{\text{макс}}(E_0)$ на границе вакуума — вещество, но также полную энергию, поглощенную в обмотке магнита. Этот вопрос изучен недостаточно. Для грубых оценок можно рекомендовать относительное распределение энерговыделения в зависимости от радиуса r , показанное на рис. 25 (радиус r отсчитывается от внутренней поверхности ионопровода; см., например, рис. 16) [113].

Зависимости от радиуса r , показанное на рис. 25 (радиус r отсчитывается от внутренней поверхности ионопровода; см., например, рис. 16) [113].

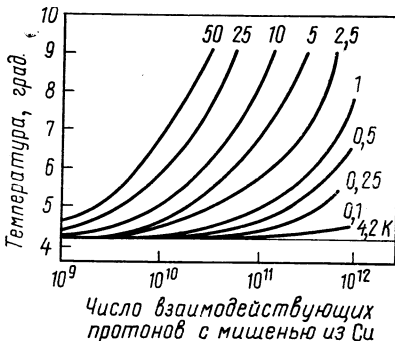


Рис. 26. Номограмма для приближенной оценки энерговыделения при радиационном изотермическом нагреве обмотки сверхпроводящего магнита при условии взаимодействия пучка протонов с медной мишенью (цифры у кривых умножать на 10^{-15} Дж/г) [33]

В работе [33] дана оценка радиационного нагрева сверхпроводящих магнитов на основе расчетов межъядерного каскада мето-

дом Монте-Карло по программе MAGKA [103]. В результате расчетов получена номограмма, приведенная на рис. 26, которая

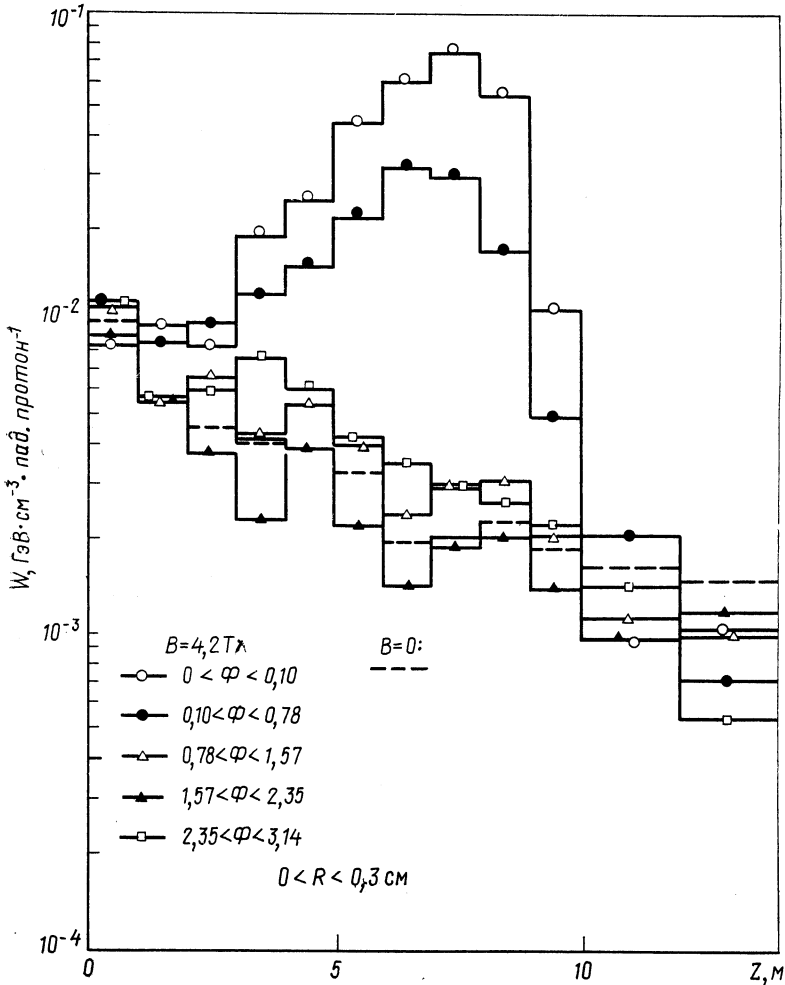


Рис. 27. Вычисленное распределение энерговыделения в сверхпроводящей обмотке диполя, облучаемого вторичными частицами от точечной мишени, отстоящей от магнита на расстоянии 20 м; энергия первичного пучка протонов 1000 ГэВ (Φ — азимутальный угол) [114]

позволяет оценить максимальную температуру в области магнитов в зависимости от числа взаимодействующих с мишенью протонов и удельного энерговыделения $W/\rho V$, где W — полное энерговыделение на один взаимодействующий протон в обмотке маг-

нита; ρ — средняя плотность обмотки; V — объем обмотки. Кривые на рис. 26 построены по результатам решения уравнения теплопроводности (7), т. е. при изотермическом нагреве.

В более полном объеме аналогичные расчеты сделаны в работе [114] для энергии $E_0 = 1000$ ГэВ. Изучался адиабатический нагрев сверхпроводящего диполя Даблера [4], геометрия которого примерно соответствует рис. 16. Рассматривались три случая облучения, имитирующие потери: а) узкий пучок протонов под углом $\alpha \approx 0$ падал на внутреннюю поверхность ионопровода; б) пучок протонов с гауссовым распределением падал под углом $\alpha \approx 6$ мрад на поверхность ионопровода; в) точечная мишень находилась на расстоянии 20 м от диполя. Расчеты энергосвечения $W(z)$ проводились с учетом и без учета магнитного поля.

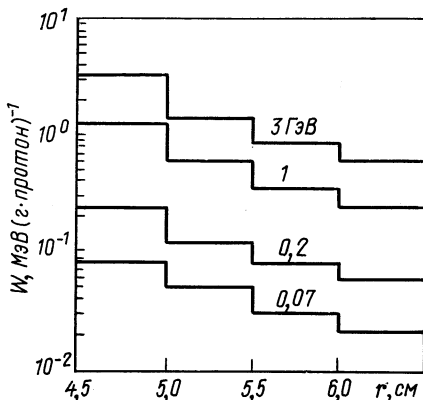


Рис. 28. Радиальное распределение энергосвечения в элементах симметричного магнита для УНК, облучаемого равномерно по z протонами с энергией $E_0 = 3$ ТэВ под углом $\alpha \approx 1$ мрад (радиус r отсчитывается от оси z магнита) [91]

Результаты расчета $W(z)$ для случая в), где эффект магнитного поля проявляется в наибольшей степени, приведены на рис. 27. В случае с магнитным полем W_{\max} в семь раз выше. Это, по-видимому, объясняет расхождение результатов расчета энергосвечения методом Монте-Карло [33] и эксперимента в реальном магните при 400 ГэВ (см. кривую 10 и точку 16 на рис. 7). На основании полученных в работе [114] результатов и выражения (3) для энтальпии тривиально оценивается ΔT при адиабатическом нагреве.

Аналогичные расчеты межъядерного каскада и радиационного нагрева обмотки сверхпроводящего диполя для проекта ускорительно-накопительного комплекса на 3000 ГэВ [3] проведены в работе [91]. Рассчитывались методом Монте-Карло по программе MARS-4 [97] два случая облучения симметричного диполя: а) пучок протонов под углом $\alpha = 0,1$ —1 мрад равномерно по длине ионопровода падает на стенку; б) пучок протонов под углом $\alpha = 0^\circ$

падал на внутреннюю поверхность ионопровода; б) пучок протонов с гауссовым распределением падал под углом $\alpha \approx 6$ мрад на поверхность ионопровода; в) точечная мишень находилась на расстоянии 20 м от диполя. Расчеты энергосвечения $W(z)$ проводились с учетом и без учета магнитного поля.

Для случаев а) и б) распределения энергосвечений $W(z)$ имеют форму каскадной кривой при гашении тонкого луча в полубесконечном блоке вещества с максимумом в районе $150 < z < 200$ см. Рост индукции магнитного поля B и угла падения протона α приводит к увеличению максимального значения $W_{\max}(z)$.

падает в торец ионопровода на расстоянии 0,2 мм от внутренней поверхности.

Радиальные распределения $W(r)$ и $\Delta T(r)$ для случая облучения а) приведены на рис. 28 и 29. Радиальные распределения энерговыделения в обмотке сверхпроводящего диполя, который равномерно облучается протонами по z , показаны на рис. 30. Сравнивая рис. 30 и рис. 7, можно определить, что $W_{\max}(E_0)$, вычисленные методом Монте-Карло и полуэмпирическим способом

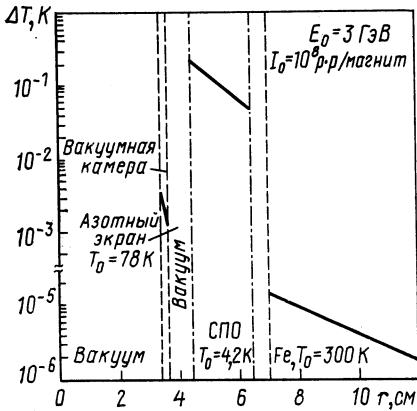


Рис. 29. Радиальное распределение градиента температуры в элементах магнита УНК при адиабатическом нагреве в условиях, указанных на рис. 27 [91]

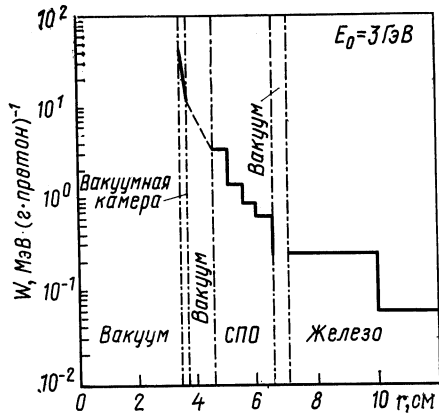


Рис. 30. Радиальные распределения энерговыделения в магните УНК при различных энергиях протонов E_0 [91]

[25, 113], согласуются между собой. Это кажется удивительным, если принять во внимание сложность каскадных процессов при энергиях несколько десятков и сотен ГэВ.

Рассмотренные выше результаты расчетов энерговыделения в элементах структур ускорителей в диапазоне энергий 30—3000 ГэВ представляют, несомненно, большой интерес для понимания качественных закономерностей формирования поля излучения и соответствующих ему распределений энерговыделения в обмотках магнитов. Однако отсутствие полномасштабных экспериментов на ускорительных структурах при энергиях 70—400 ГэВ ставит под сомнение надежность и точность расчета энерговыделения как с использованием отечественных [97], так и зарубежных программ [95]. В связи с проектированием сверхпроводящих систем для ускорителей необходимость постановки макетных экспериментов на установках типа «Модель» [30] при наличии магнитного поля и для более высоких энергий протонов не вызывает сомнений.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рассмотрение состояния проблемы стабильности сверхпроводящих магнитов ускорителей при облучении показало, прежде всего, актуальность и перспективность нового научного направления — радиационной физики ускорительных структур [26]. Это направление на стыке ускорительной техники и общей радиационной физики успешно развивается в СССР, а также за рубежом. Если раньше радиационные нагрузки на магниты не определяли или почти не определяли целесообразность создания данного ускорителя, то теперь радиационный нагрев стал решающим фактором при разработке сверхпроводящих ускорителей высоких энергий.

Действительно, крайне невысокие предельно допустимые значения энерговыделений для NbTi-сверхпроводников требуют альтернативного решения: или потери частиц должны быть на 2—4 порядка ниже ныне существующих на современных ускорителях, или придется существенно снижать интенсивность пучков ниже проектных. Первое, по-видимому, не достижимо в ближайшем будущем, поскольку сейчас потери в лучшем случае составляют 1—3% полной интенсивности, а необходимо, например, (10^{-2} — 10^{-4})% при энергии 3 ТэВ и интенсивности 10^{13} протонов. На этот вопрос должны ответить специалисты по динамике пучков.

Второе, т. е. создание сверхпроводящего ускорителя с пучками 10^{10} — 10^{11} протонов*, шаг назад в общем прогрессе ускорительной техники и крайне нежелательно для физики элементарных частиц. Нейтринные эксперименты, исследования кумулятивных эффектов, эксперименты на встречных пучках и т. п. требуют возможно большей интенсивности пучков с различной длительностью импульса. Здесь свое слово должны сказать физики (теоретики и экспериментаторы): какая интенсивность пучков и при каких условиях нужна для реализации будущей программы физики высоких энергий.

При любом решении этого вопроса очевидно, что без принятия специальных мер, сложных и дорогостоящих, таких, как разработка систем контроля потерь и аварийных выводов, специальных устройств и защит, уменьшающих дозы облучения магнитов, увеличение апертуры магнитов и т. п., нельзя создать современный, универсальный, сверхпроводящий ускоритель на высокие энергии. Замена NbTi-сверхпроводников на новые, например, Nb₃Sn с лучшими критическими параметрами только частично решит данную проблему. Автор надеется, что наступающий обзор поможет, с одной стороны, правильно определить главные задачи исследований в области радиационной физики ускорительных

* 10 — быстрый вывод; 10^{11} — медленный вывод, $\tau_p < 1$ с.

структур, а с другой — принять разумное решение возникшей альтернативы.

За предложение написать настоящий обзор автор приносит глубокую благодарность Р. М. Лебедеву.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Брехна Г. Сверхпроводящие магнитные системы. Пер. с англ. М., Мир, 1976.
2. Адо Ю. М., Балбеков В. И., Васильев А. А. и др. — В кн.: Труды IV Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Т. 1. М., Наука, 1975, с. 44.
3. Балбеков В. И., Васильев А. А., Воронцов Г. П. и др. — Препринт ИФВЭ ОУНР 77-110. Серпухов, 1977.
4. The Energy Doubler Rep. FERMILAB, Operated by Universities Research Association, June 1976.
5. Балдин А. М. и др. — В кн.: Труды IV Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Т. 1. М., Наука, 1975, с. 4.
6. Асеев А. А., Журавлев А. А. — Препринт ИФВЭ ПКУ 77-65. Серпухов, 1977.
7. International Discussion Meeting on Radiation Effects on Superconductivity, ANL, 13—16 June 1977.
8. Snead C. L., Nicolosi L. Jr., Tremel W. — Appl. Phys. Lett., 1977, v. 31, p. 130.
9. Snead C. L. — Bull. Amer. Phys. Soc., 1976, v. 21, p. 295.
10. Parkin M., Swcedler A. R. — IEEE Trans. Magn., 1975, v. 11, p. 166.
11. Лебедев В. Н. — В кн.: Труды V Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Т. 1, М., Атомиздат, 1977, с. 188.
12. Werthamer N. R., Helfand E., Hohenberg P. C. — Phys. Rev., 1966, v. 147, p. 195.
13. Hake R. R. — Phys. Rev., 1967, v. 158, p. 356.
14. Soell M., van der Klein C. A. M., Bauer H., Vogl G. — IEEE Trans. Magn., 1975, v. 11, p. 178.
15. Woheleben K. — J. Low Temp. Phys., 1973, v. 13, p. 269.
16. Hampshire R. Q., Taylor M. T. — J. Phys. F., 1972, v. 2, p. 89.
17. Dew-Hughes D. — Philos. Mag., 1974, v. 30, p. 293.
18. Goodman B. V. — IBM J. Res. Dev., 1962, v. 6, p. 63.
19. Brown B. S., Blewitt T. H., Scott T. L., Klank A. C. — J. Nucl. Mater., 1974, v. 52, p. 245.
20. Sanger P. A., Strouss B. P., Boom R. W., Kulcinsky G. L. — In: Appl. Supercond. Conf., Stanford, August 1976, USERDA, D.C. 20545.
21. Couach M., Von de Voord M. — Rep. CERN, ISRD 77-03, 1977.
22. Month M., Lee Y. Y. — Rep. BNL-18944, CRISP 74-10, 1974.
23. A Proposal for a Proton-Proton Intersecting Storage Accelerator Project-ISABELL. Ed. H. Hahn and M. Plotkin, BNL, May 1974.
24. Jones W. V. e.a. — Nucl. Instrum. Methods, 1969, v. 72, p. 173.
25. Зайцев Л. Н. — Препринт ОИЯИ Р16-10480. Дубна, 1977.
26. Зайцев Л. Н. Автореферат докторской дисс. ОИЯИ 16-11078. Дубна, 1977.
27. Круглов С. П., Мус К. Ф., Савельев В. Д. — Атомная энергия, 1975, т. 38, с. 166.
28. Citron A. e.a. — Nucl. Instrum. Method, 1965, v. 32, p. 48.
29. Awshalom M. e.a. — Nucl. Instrum. Method, 1975, v. 131, p. 235.
30. Волков В. И. и др. — Препринт ОИЯИ 16-10812. Дубна, 1977.
31. Григорьев В. А., Кимель Л. Р., Сидорин В. П. — В кн.: Вопросы дозиметрии и защиты от излучений. Вып. 13. М., Атомиздат, 1973, с. 38.

32. Зайцев Л. Н. и др.— В кн.: V Всесоюзное совещание по ускорителям заряженных частиц (аннотация докладов). М., ЦНИИАтоминформ, 1976, с. 25.
33. Restat C., Schönbacher H., Van de Voord M.— Rep. CERN ISR-MA/75-20, 1975.
34. Ranft J.— Rep. CERN LAB II-RA/71-4, 1971.
35. Rauff J. T., Van de Voord M.— Nucl. Instrum. Methods, 1972, v. 99, p. 563.
36. Бородин В. Е., Обращикова Л. П., Рогов В. А.— Препринт ИФВЭ 75-106. Серпухов, 1975.
37. Edwards H., Rode C., Mc Corthy J.— Rep. FERMILAB. D.C. 60510, U.S., Batavia, 1976.
38. Klanner-Tarstorf I.— Rep. CERN LAB II 73-7, 1974.
39. Yamada R., Ishimoto H., Price H. E.— Rep. FERMILAB, TM-726, 0428, Aprile 1977.
40. Агапов Н. Н., Агеев А. И., Белушкин В. А. и др.— Препринт ОИЯИ РУ-10760. Дубна, 1977.
41. Awshalom M., Yovanovich D. D., Goebel K. e.a.— Rep. CERN N 74-21, 1974.
42. 1966-CERN-RHEL Shielding Experiment. Ed. W. S. Gilbert, Rep. UCRL-17941, 1968, p. 93.
43. Качанов М. И.— ЖЭТФ, 1957, т. 31, с. 232.
44. Качанов М. И.— Атомная энергия, 1959, т. 6, с. 391.
45. Foner S., McNiff E. J., Matthias V. T. e.a.— Phys. Lett., 1970, A31, p. 349.
46. Montgomery D. V., Sampson W.— Appl. Phys. Lett., 1975, v. 7, p. 908.
- 47,48 Бородин В. Е., Лебедев В. Н., Покровский К. К. и др.— Препринт ИФВЭ ЛПИ 75-140. Серпухов, 1976.
49. Madsen J. H., Van de Voord M.— Nucl. Instrum. Methods, 1968, v. 63, p. 274.
50. Casay W. R., Distenfeld C. H., Levin G. S., e.a.— Nucl. Instrum. Methods, 1967, v. 55, p. 253.
51. Гольдин Л. Л., Кошкарев Д. Г.— ПТЭ, 1957, т. 33.
52. Адо Ю. М., Мяз Э. А.— Атомная энергия, 1969, т. 27, с. 515.
- 53,54 Коломенский А. А., Лебедев А. Н. Теория циклических ускорителей. М., Физматгиз, 1962.
55. Брук Г. Циклические ускорители заряженных частиц. Пер. с франц. М., Атомиздат, 1970.
56. Зенкевич П. Р., Гольдин Л. Л., Талызин А. Н. и др.— ПТЭ, 1967, т. 1, с. 30.
57. Зенкевич П. Р. ПТЭ, 1967, т. 1, с. 24.
58. Кулипанов Г. И., Попов С. Г., Туманов Г. М.— В сб.: Труды I Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. М., Атомиздат, 1970, т. 2, с. 374.
59. Гарднер И. С. К., Грей Д. А., Ранфт Дж. и др. (см. [58], т. 1, с. 110).
60. Сидельников В. Н., Сазонов Н. А., Сосенский Н. А.— В кн.: Труды II Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Т. II. М., Наука, 1972, с. 47.
61. Gvosdev V. Ya. e.a.— Particle Accelerators, 1973, v. 4, p. 129. (См. также препринт ОИЯИ Р16-6433. Дубна, 1972.)
62. Gvosdev V. Ya., Issinsky I. B., Kryachko A. P., Zaitsev L. N.— Particle Accelerators, 1974, v. 6, p. 53. (См. также препринт ОИЯИ 9-7127. Дубна, 1973.)
63. 1966-CERN-RHEL Shielding Experiment. Ed. W. S. Gilbert, Rep. UCRL-17941, 1968, p. 29.
64. Ranft J.— Rep. CERN Mps/int, MU/EP 66-10, 1966.
65. Show K. B., Tomas R. H.— Rep. RHEL RPP/R4, 1977.

66. Зайцев Л. Н., Комочков М. М., Сычев Б. С. Основы защиты ускорителей. М., Атомиздат, 1971, с. 203.
67. Зайцев Л. Н., Кимель Л. Р., Расцветалов Я. Н.— Препринт ОИЯИ Р16-6059. Дубна, 1971.
68. Бритвич Г. И., Гетманов В. Б., Лебедев В. Н.— Препринт ИФВЭ ОРЗ 72-47. Серпухов, 1972.
69. Зайцев Л. Н., Иссинский И. Б., Фролов В. В.— Препринт ОИЯИ 9-7930. Дубна, 1974.
70. Mc Sgray J. H., Yavanovitch O. D.— Particle Accelerators, 1976, v. 7, p. 119.
71. Bennett G. W., Levin G. S., Moore W. H.— Particle Accelerators, 1971, v. 2, p. 251.
72. Бородин В. Е. и др.— Препринт ИФВЭ ЛРИ 76-90. Серпухов, 1976.
73. Василишин Б. В., Кулакова Е. М.— Препринт ОИЯИ 9-6720. Дубна, 1972.
74. Василишин Б. В., Кулакова Е. М., Михайлов В. А.— Препринт ОИЯИ 9-7679. Дубна, 1974.
75. Соколов С. Н.— Препринт ИФВЭ 69-41. Серпухов, 1969.
76. Shiel M. G.— Rep. CERN DD/75/22, 1975.
77. Калинин П. А., Соколов С. Н.— Препринт ИФВЭ ОТФ/ОМВТ 77-96. Серпухов, 1977.
78. Василишин Б. В., Зайцев Л. Н., Петоян И. М.— Препринт ОИЯИ Р16-7036. Дубна, 1973.
79. Barlow A. K. e.a.— Rep. CERN-ISR-OP/74-6, 1974.
80. Fishman M., Rlagan D.— IEEE Trans. Nucl. Sci., 1967, v. 14, p. 1096.
81. Felefsplass M., Horne R., Johnson C.— Rep. CERN MPS/Co, Note 69-27, 1969.
82. Shafer R. E.— IEEE Trans. Nucl. Sci., 1973, v. 20, p. 499.
83. Argonne Superconducting Beam Line.— CERN Courier, 1976, v. 16, p. 96.
84. Moffett D. R. High Energy Proton Beam Induced Quenching of a Superconducting Dipole. ANL, US. Illinois, D.C. 60439.
85. Савицкий Е. М.— В кн.: Труды VI Всесоюзного совещания по проблеме сверхпроводящих материалов. М., Наука, 1972, с. 87.
86. Allinger J. e.a.— In: Sixth International Conference on Magnet Technology. Sept. 1977, Bratislava.
87. Iwasa Y. e.a.— J. Appl. Phys., 1969, v. 40, p. 2006.
88. Ranft J.— Rep. CERN LAB II RA/74-1, 1974.
89. Loe R., Loh E.— Nucl. Instrum. Methods, 1969, v. 63, p. 323.
90. Адо Ю. М., Васильев В. А., Дмитриевский Ю. П.— Препринт ИФВЭ ПКУ 77-98, Серпухов, 1977.
91. Дайковский А. И. и др.— Препринт ИФВЭ ЛПИ 77-139. Серпухов, 1977.
92. Ranft J.— Particle Accelerators, 1972, v. 3, p. 129.
93. Ranft J.— CERN LAB II-RA/71-1, 1971.
94. Мохов Н. В.— В кн.: Труды IV Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Т. 2. М., Наука, 1975, с. 222.
95. Van Ginneken A.— FNAL FN-272, Batavia, 1975.
96. Зайцев Л. Н. и др. ОИЯИ Р16-1226.4 Дубна, 1979.
97. Байшев И. С., Кучинин С. Л., Мохов Н. В.— Препринт ИФВЭ ОРИ-78-2, 1977.
98. Chandler K. C., Armstrong T. W.— ORNL-4744, 1972.
99. Барашенков В. С., Соболевский Н. М., Тонеев В. Д.— ОИЯИ Р2-5719. Дубна, 1971.
100. Барашенков В. С., Тонеев В. Д. Взаимодействие высокоэнергетических частиц и ядер с ядрами. М., Атомиздат, 1972.
101. Van Ginneken A.— FNAL, FN-260, 1974.
102. Кучинин С. Л. и др.— Препринт ИФВЭ ЛРИ 75-74. Серпухов, 1975.

103. Ranft J., Routti J. T.— CERN LAB II-RA/71-4, 1971.
104. Ranft J.— CERN LAB II-RA/73-2, 1973.
105. Moor W. H.— BNL-16409, 1971.
106. Spurny F.— Nucl. Instrum. Methods, 1976, v. 135, p. 165.
107. Abdon M. A., Magnard C. W.— Nucl. Scient. Enging, 1975, v. 56, p. 381.
108. Зайцев Л. Н. и др.— ОИЯИ Р-16 12265 Дубна, 1979.
109. Зайцев Л. Н. и др.— ОИЯИ, Р-16 12266 Дубна, 1979.
110. Lambert K. P., Van de Voord M.— CERN ISR MA/73-54, 1973.
111. Routti J. T., Van de Voord M.— CERN ISR MA/71-29, 1971.
112. Ranft J., Routti J. T.— CERN LAB II-RA/PP/73-1, 1973.
113. Зайцев Л. Н.— В кн.: VI Всесоюзное совещание по ускорителям заряженных частиц. Дубна, октябрь 1978.
114. Van Ginneken A.— FNAL, TM-685, Batavia, 1976.