

СООБЩЕНИЯ  
ОБЪЕДИНЕННОГО  
ИНСТИТУТА  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

ДУБНА



С393<sub>2</sub>

3-177

2552/2-77

Л.Н.Зайцев

4/7-77

P16 - 10480

ОЦЕНКА РАДИАЦИОННОГО НАГРЕВА  
СВЕРХПРОВОДЯЩИХ МАГНИТОВ  
УСКОРИТЕЛЕЙ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

**1977**

P16 - 10480

Л.Н.Зайцев\*

ОЦЕНКА РАДИАЦИОННОГО НАГРЕВА  
СВЕРХПРОВОДЯЩИХ МАГНИТОВ  
УСКОРИТЕЛЕЙ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

\* Московский инженерно-физический институт.

Объединенный институт  
ядерных исследований  
БИБЛИОТЕКА

Зайцев Л.Н.

P16 - 10480

Оценка радиационного нагрева сверхпроводящих магнитов  
ускорителей высоких энергий

Расчетным путем получены распределения потерь, энерговыделения и температуры от радиационного нагрева в сверхпроводящих магнитах следующих проектируемых ускорителей: нуклотрона (ОИЯИ), Даблера (США) и ускорительно-накопительного комплекса (СССР). Показано, что радиационный нагрев может ограничивать максимальную интенсивность пучка, особенно при сверхвысоких энергиях.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1977

Zaitsev L.N.

P16 - 10480

Estimation of the Radiation Heating of  
Superconducting Magnets for High Energy  
Accelerators

The calculation of the distribution of losses, energy deposition and temperature for radiation heating in superconducting magnets are obtained for the following designed accelerators: Nuclotron (JINR), Doubler (USA), Accelerator Storage Complex (USSR). It is shown, that the radiation heating may limit the maximum beam intensity, particularly at superhigh energies.

The investigation has been performed at the Laboratory of High Energies, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1977

© 1977 Объединенный институт ядерных исследований Дубна

Сверхпроводящие магниты в кольцевых ускорителях будут подвергаться действию облучения вследствие потерь частиц. Величины доз или энерговыделения в обмотках магнита зависят от числа потерянных частиц, их азимутального и апертурного распределения, углов входа частиц в стенку вакуумной камеры, энергии частиц и геометрии источника и объекта облучения.

В настоящей работе представлена первая попытка рассмотреть в целом проблему влияния облучения на состояние сверхпроводящих магнитов. Ввиду сложности задачи оценка сделана весьма приближенно, но тем не менее с использованием почти всех литературных данных по разным аспектам проблемы.

Рассматривался только радиационный нагрев обмотки, поскольку средний тепловой поток в магнитах вследствие облучения не превышает  $0,06 \text{ Вт/см}^2$  и на практике не играет существенной роли.

В качестве примеров вычислялись поглощенные дозы и приращение температуры в обмотках магнитов, которые предполагается использовать в проектах Нуклотрона на 33 ГэВ (16 ГэВ/нуклон)<sup>/1/</sup>, Даблера на 1000 ГэВ (США)<sup>/2/</sup> и УНК на 2000 ГэВ<sup>/3/</sup>.

ПОТЕРИ УСКОРЕННЫХ ЧАСТИЦ

Выбывшие из пучка частицы имеют распределение на границе вакуум-вещество, представляющее собой поверхностный источник первичных частиц:

$$S_0(E_0, \vec{r}_0, \vec{\Omega}_0) \frac{\text{частиц}}{\text{см}^2 \cdot \text{ГэВ} \cdot \text{стерад}}, \quad (1)$$

где  $E_0$  - энергия первичной частицы;  $\vec{r}_0$  - радиус-вектор точки поверхности;  $\vec{\Omega}_0$  - направление, по которому частица пересекает поверхность в точке  $\vec{r}_0$ .

Поверхностный источник в дифференциальном виде (1) обычно неизвестен. В расчетах используют интегральную характеристику:

$$S(E_0, \vec{r}_0) \equiv S(E_0, \varphi, \chi) \Big|_{\alpha_0 = \text{const}}, \quad (2)$$

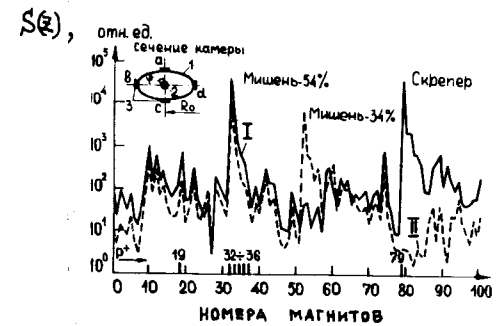
где  $\chi$  - азимут;  $\varphi$  - апертурный угол;  $\alpha_0$  - наиболее вероятный угол входа частицы в стенку вакуумной камеры.

Однако информации относительно (2) тоже недостаточно, поэтому при оценках потерь приходится опираться на экспериментальные результаты. В них поверхностные источники (потери) отождествляются с откликами детекторов, помещенными за тонкой стенкой вакуумной камеры (квазипотерями), т.е.:

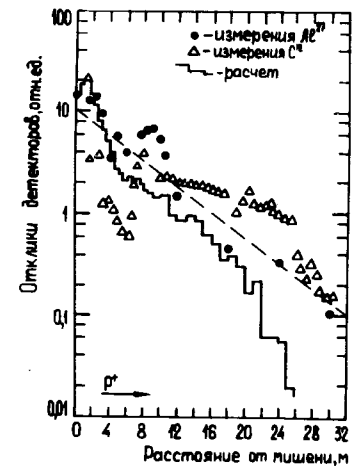
$$D(\vec{z}) / S(\vec{z}) = \text{const}, \quad (3)$$

где  $D(\vec{z})$  - функция откликов детекторов излучения. Интеграл функций (3) от  $\vec{z}$  до  $\vec{z} + \Delta \vec{z}$  дает полное число потерянных частиц  $L$ , которое удобно выражать в % от интенсивности в конце цикла ускорения  $I_0$ .

На рис. 1 показана типичная картина распределения квазипотерь<sup>/4/</sup>. Увеличение активности детекторов над мишенями с характерным отно-



Р и с. 1. Квазипотери по кольцу синхротрона ЦЕРН для двух режимов при 14,6 ГэВ. I - стенка вакуумной камеры; 2 - пучок; 3 - расположение активационных детекторов.



Р и с. 2. Отклики детекторов излучения (квазипотери) вблизи мишени: • - измерения 25 ГэВ<sup>/4/</sup>; Δ - измерения 70 ГэВ<sup>/5/</sup>; — - расчет 25 ГэВ<sup>/6/</sup>; - - - приближенная аппроксимация для 33 ГэВ.

сительно равномерным спадом на несколько десятков или сотен метров от мишени\* достаточно понятны и могут быть приближенно описаны экспонентой с коэффициентом неравномерности  $K'_H \approx 2$  :

$$S(z) = 2 a_0 \exp(-az) \quad (4)$$

На рис. 2, 3 показаны некоторые результаты измерений квазипотерь и их приближенная аппроксимация /4-7/.

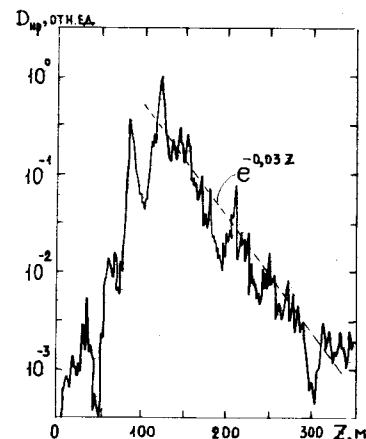
Значительно труднее понять флуктуации квазипотерь в "спокойной области", т.е. между мишенями. С нашей точки зрения их можно объяснить угловым распределением первичных частиц.

В работе /8/ расчетным путем получены нормальные распределения углов  $\alpha_z$  и  $\alpha_\varphi$  относительно наиболее вероятных  $\alpha_0$ . Максимальные значения равны:  $\alpha_z \leq 10^\circ$ ;  $\alpha_\varphi \leq 5^\circ$ . На рис. 4 приведены распределения дозы по  $Z$  от 1 протона 10 ГэВ, падающего на стенку под углами  $0^\circ$ ,  $2^\circ$  и  $10^\circ$ . Расчеты выполнены\*\* методом Монте-Карло в геометрии, приведенной ниже (рис. 9).

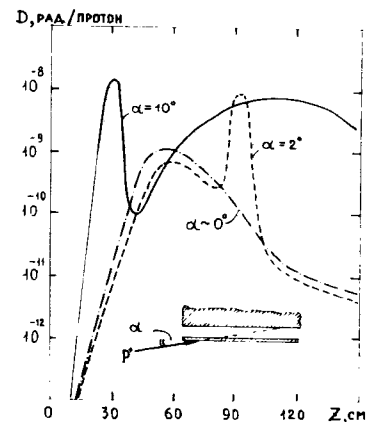
Как видно из рис. 4 и табл. I, величины дозы отличаются в 20 раз в зависимости от углов  $\alpha$ , хотя плотность потерь по азимуту постоянна. При более высокой энергии первичных протонов различие величин дозы от углов  $\alpha$  будет еще больше. Однако в настоящее время неизвестен количественный результат, поэтому в расчете мы ограничились  $K_H = 10$ , т.е. сделали несколько заниженную оценку энерговыделения.

\* Мишенями мы называем любые элементы, находящиеся в вакуумной камере, с которыми может взаимодействовать пучок: заслонки, скреперы, магниты для вывода и т.п.

\*\* Расчеты выполнены В.Б. Хвостовым.



Р и с. 3. Отклики наведенной радиоактивности ( квазипотери ) вблизи выводных устройств синхротрона на 300 ГэВ /7/, ---приближенная аппроксимация.



Р и с. 4. Вычисленные распределения поглощенной дозы при 10 ГэВ.

Т а б л и ц а I.

$D$ , рад/протон  $\cdot$  см $^{-1}$

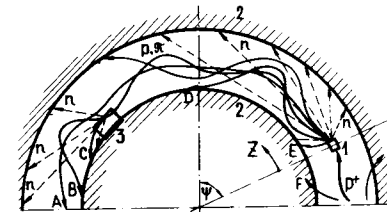
$\alpha$	от первичных протонов	от вторичных адронов	суммарная
$0^\circ$	0	$2,8 \cdot 10^{-6}$	$2,8 \cdot 10^{-6}$
$2^\circ$	$2,1 \cdot 10^{-6}$	$2,4 \cdot 10^{-6}$	$4,5 \cdot 10^{-6}$
$10^\circ$	$3 \cdot 10^{-6}$	$5 \cdot 10^{-5}$	$5,3 \cdot 10^{-5}$

По-видимому, в синхротронах с жесткой фокусировкой диапазон изменения углов  $\alpha$  несколько уже, тем не менее отклонение измеренных величин откликов детекторов от средних  $\pm 10$  раз. Может быть, это дополнительно вызвано некоторой неравномерностью самих потерь и неровностями поверхности вакуумной камеры. Этот вопрос требует дальнейшего подробного изучения.

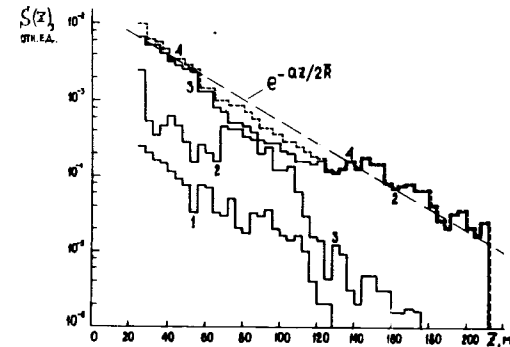
При взаимодействии пучка с внутренней мишенью образуются вторичные частицы разного сорта со своими спектрально-угловыми распределениями. На рис. 5 показана схема возможного распределения первичных и вторичных частиц по камере ускорителя. Заряженные частицы А-С с импульсами  $p$ , близкими к равновесному  $p_0$  /8/, вылетающие из мишени в узком угловом интервале, могут высаживаться на стенках камеры по всему кольцу ускорителя.

Остальные вторичные частицы, как заряженные D-E, так и нейтральные  $n$ , оседают на стенках камеры вблизи мишени и определяют функцию (4). Если в ускорителе имеется перехватчик, скрепер или другие мишени, то картина повторяется, как показано на рис. 1.

Согласно расчетам /8/ (рис. 6), потери в "спокойной области" можно описать медленно спадающей экспонентой, аналогичной (4), с  $K_H \approx 10$ .



Р и с 5. Схема распределения вторичных частиц после взаимодействия пучка протонов с мишенями. 1-мишень; 2-ядро магнита; 3- перехватчик ( А-С - см. текст ).



Р и с 6. вычисленные распределения потерь частиц на больших расстояниях от мишени при  $E_0 = 10,55$  ГэВ/с /8/: 1- по наружной стенке вакуумной камеры; 2- по внутренней стенке; 3- по верхней + нижней стенке; 4- сумма; --- - приближенная аппроксимация.

Вблизи мишени потери более или менее равномерны по апертуре. В "спокойной области" частицы могут идти на одну стенку.

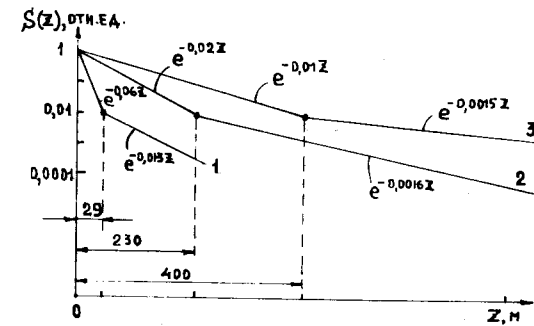
Коэффициенты  $a_0$ ,  $a$  и  $a'$  определялись следующим образом:  $a_0$  - из нормировки  $\int_{2\pi R} S(z) dz = 1$ ;  $a$  - путем сопоставления экспериментальных данных при 25 и 70 ГэВ (рис. 3) с результатами при 300 ГэВ (рис. 4) и их экстраполяцией в область энергий 1000-2000 ГэВ;  $a'$  - вычислялся по формуле  $a' = \frac{Q}{2R}$ , где  $Q$  - число бетатронных колебаний за оборот,  $R$  - радиус ускорителя<sup>4,8/</sup>. Значения этих коэффициентов приведены в табл. 2. Функции  $S(z)$  показаны на рис. 7. Без коэффициентов  $K_n$  они представляют собой распределения по азимуту средних величин потерь частиц при медленном выводе пучка.

Т а б л и ц а 2.

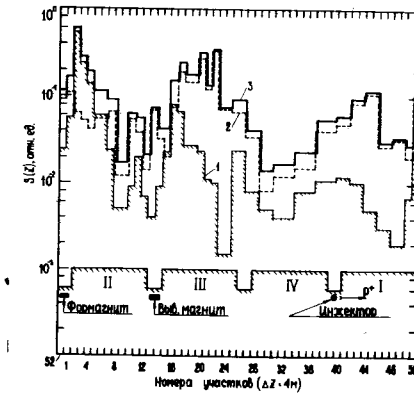
Коэффициенты для функции (4)

Энергия протонов	$a_0$	$a$ вблизи мишени	$a'$ в "спокойной обл."	$Q$
33 ГэВ	0,05	0,06	0,013	4,8
1000 ГэВ	0,0022	0,02	0,0016	49,4
2000 ГэВ	0,0016	0,011	0,0015	40,8

Теперь получим коэффициенты для потерь в процессе ускорения. Поскольку затухание амплитуд бетатронных и синхротронных колебаний во времени пропорционально  $B^{-1/2} \sim p_0^{-1/2} \sim E_0^{-1/2}$ , т.к. для больших синхротронов магнитное поле меняется так же, как импульс частицы, то можно оценить долю от полных потерь  $L_{\text{уск}}$  и эффективную энергию  $E_{\text{эфф}}$  для интервала  $E_0 \div E_0 + \Delta E_0$ .



Р и с. 7. Приближенные функции потерь частиц при взаимодействии пучка с выводными устройствами: 1 - Нуклотрон; 2 - Даблер; 3 - УИК.



Р и с. 8. Измеренные квазипотери на синхрофазотроне 10 ГэВ<sup>9/</sup>: 1 - при медленном выводе пучка с эффективностью 94%; 2 - в процессе ускорения после 100 мс; 3 - сумма.

Изменение числа частиц с энергией можно представить выражением:

$$S(E_0) = a'' E_0^{-1/2}, \quad (5)$$

а эффективную энергию вычислить по формуле:

$$E_{эфф} = \frac{1}{3} \frac{E_0^{3/2} - (E_0 + \Delta E_0)^{3/2}}{E_0^{1/2} - (E_0 + \Delta E_0)^{1/2}}. \quad (6)$$

В табл. 3 даны значения  $E_{эфф}$  по (6) и коэффициенты  $\xi$ , полученные из нормировки  $\int_{E_{мин}}^{E_0} S(E_0) dE_0 = 1$ .

Азимутальное распределение потерь  $L_{чск}$  было изучено только на синхрофазотроне ОИЯИ (рис. 8). На основании работы<sup>/9/</sup> можно принять  $K_H \approx 10$ . Относительно азимутального распределения потерь при инжекции, особенно при посадке на орбиту пучка, выведенного из бустера, данных вообще не имеется. В расчетах потери  $L_{инж}$  мы распределяли на  $2\pi \bar{R}$  с  $K_H = 10$ .

#### ЭНЕРГОВЫДЕЛЕНИЕ В ОБМОТКАХ МАГНИТОВ

Энерговыведение или поглощенную дозу, обусловленную потерями ускоренных частиц, рассчитать трудно. Диполи и квадруполь имеют сложную геометрию. Источник первичного излучения может быть неравномерным по апертуре и азимуту, что приводит к появлению трехмерной задачи, которая должна решаться методом Монте-Карло.

В пределах длины диполя 6 + 8 м плотность потерь по азимуту можно принять постоянной. Тогда при сколь угодно сложной геометрии сечения магнита задача сводится к двумерной, что особенно важно для вычисления спектров низкоэнергетических частиц.

В настоящее время нет расчетных данных по дозам излучения в типичной геометрии и в широком диапазоне энергий 10 + 2000 ГэВ. Путем анализа экспериментальных и расчетных результатов в других

Т а б л и ц а 3.

Значения  $E_{эфф}$  и  $\xi$

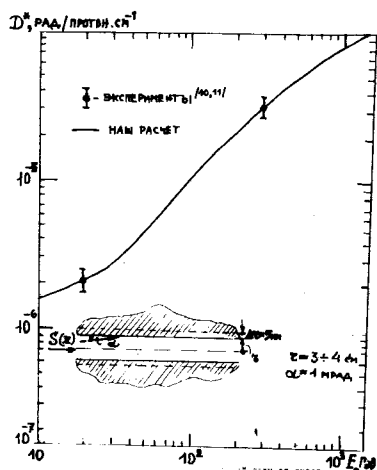
Ускоритель	$\Delta E_0, \text{ГэВ}$	$E_{эфф}, \text{ГэВ}$	$\xi, \text{отн. ед.}$
Нуکلотрон	1,5 - 12	10	0,49
$E_{мин} = 1,5 \text{ ГэВ}$	12 - 22	18	0,29
$E_0^{макс} = 33 \text{ ГэВ}$	22 - 33	30	0,22
Даблер	100 - 400	300	0,47
$E_{мин} = 100 \text{ ГэВ}$	400 - 700	650	0,30
$E_0^{макс} = 1000 \text{ ГэВ}$	700 - 1000	900	0,23
	70 - 400	300	0,33
УНК	400 - 700	600	0,17
$E_{мин} = 70 \text{ ГэВ}$	700 - 1000	800	0,14
$E_0^{макс} = 2000 \text{ ГэВ}$	1000 - 1300	1200	0,12
	1300 - 1600	1500	0,11
	1600 - 2000	1900	0,13*

\* За счет большего интервала  $\Delta E_0$ .

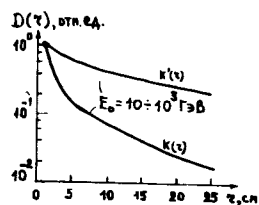
геометриях и использования полуэмпирических соотношений мы получили зависимость  $D^*(E_0)$ , которая показана на рис. 9. Дозы вычислены при  $\alpha \approx 1$  мрад и условии равномерной линейной плотности потерь. Кривая привязана к двум экспериментальным точкам /10,11/. Относительное изменение  $D^*(z)$  приведено на рис. 10.

\* Поглощенная доза, рад =  $10^{-5}$  Дж/г. Подробная методика расчета будет опубликована в отдельной работе.





Р и с. 9. Вычисленная зависимость поглощенной дозы от энергии первичного протона с линейной плотностью  $I$  протон  $\cdot$  см $^{-1}$  (или  $2 \cdot 10^8$  протонов на см $^2$  внутренней поверхности цилиндра).



Р и с. 10. Относительные изменения поглощенной дозы по радиусу магнита:  $K(r)$  - для мишени;  $k(r)$  - в случае потерь частиц.

Оценивался вклад в дозу вторичных протонов, заряженных  $\pi^-$  и  $K^-$  - мезонов, нейтронов,  $\mu^-$  - мезонов от распада пионов и каонов, а также электронов и  $\gamma$  - квантов  $\pi^0$  - распада. Учитывался вклад  $\gamma$  - излучения, образовавшегося в результате радиационного захвата и неупругого рассеяния нейтронов, снятия остаточного возбуждения ядер после каскадно-испарительной стадии взаимодействия.

При углах  $\alpha \ll 1$  радиан первое взаимодействие потерянной частицы (протона, ядра) происходит в слое  $\Delta Z$ , т.е. в стенке вакуумной камеры, а не в сверхпроводящей обмотке. Следовательно, различие в ионизационных потерях первичных протонов и ядер никак не сказывается на величине поглощенной дозы. В этом случае различие в распределении дозы по  $Z$  от ядра и протона, по-видимому, обусловлено увеличением выхода  $\pi^-$  - мезонов в акте первого взаимодействия. Оценки показывают, что  $D_{\pi^-} / D_p \approx 2$  при  $E_0 = 10$  ГэВ.

Установить погрешность  $D^*(E_0)$  не представляется возможным, поэтому ее следует получить методом Монте-Карло и сравнить в отдельных точках с экспериментальными результатами в идентичной геометрии. Необходимость таких исследований не вызывает сомнений.

Сравним результаты нашего расчета по формуле  $D_{\text{расч.}} = a_0 L I D^* \frac{K(r)}{\pi r_a}$  с данными измерений дозы облучения вблизи мишеней на некоторых ускорителях ( $r_a$  - радиус апертуры):

- $E_0 = 25$  ГэВ,  $I = 10^{18}$  прот.,  $\eta_n = 40\%$ ,  $r = 0,4$  см,  $D_{\text{изм.}} = 3 \cdot 10^9$  рад.  
 $D_{\text{расч.}} = 5 \cdot 10^{-2} \cdot 4 \cdot 10^{-1} \cdot 10^{18} \cdot 2,5 \cdot 10^{-6} \cdot 10^{-1} = 5 \cdot 10^9$  рад (рис.11).
- $E_0 = 300$  ГэВ,  $I = 4 \cdot 10^{19}$  прот.,  $\eta_n = 97\%$ ,  $r = 40$  см,  $D_{\text{изм.}} = 10^9$  рад.  
 $D_{\text{расч.}} = 4,5 \cdot 10^{-3} \cdot 3 \cdot 10^{-2} \cdot 4 \cdot 10^{19} \cdot 3 \cdot 10^{-5} \cdot 10^{-2} = 1,5 \cdot 10^9$  рад.
- $E_0 = 1000$  ГэВ,  $I = 3 \cdot 10^{19}$  прот.,  $\eta_n = 10\%$ ;  $r = 0,2$  см;  $D = 2,5 \cdot 10^{11}$  рад.  
 $D_{\text{расч.}} = 2,2 \cdot 10^{-3} \cdot 10^{-1} \cdot 3 \cdot 10^{19} \cdot 8 \cdot 10^{-5} \cdot 10^{-1} = 5,3 \cdot 10^{10}$  рад  
 ( $\eta_n$  - эффективность мишени;  $\eta_b$  - эффективность вывода).

Согласие данных расчета и измерений хорошее. К сожалению, невозможно провести аналогичное сравнение для "спокойной области" из-за больших флуктуаций дозы. Как видно на рис. II, распределение дозы по азимуту ускорителя с  $K_H \approx 8$  повторяет распределение потерь с  $K_H \approx 10$  (рис. I).

Теперь можно записать формулы для вычисления энерговыделения в обмотке магнитов:

$$a) \text{ при инъекции } w_p' = \frac{10^{-5} L I_0 D^* k(z) K_H}{2\pi R} \text{ Дж/г; } \quad (7)$$

б) при ускорении за время  $\Delta t$

$$w_p'(E_0) = 10^{-5} L I_0 \int_0^{\Delta t} D^* \frac{k(z)}{2\pi R} K_H \text{ Дж/г; } \quad (8)$$

в) при нормальном и аварийном выводе пучка

$$w_p'(z) = 10^{-5} \alpha_0 L I_0 D^* \frac{k(z)}{2\pi R} \exp(-\alpha z) K_H' \text{ Дж/г. } \quad (9)$$

Соответственно мощность энерговыделения в единице объема определяется формулой:

$$w_p = \frac{1}{t} w_p' \bar{\rho}_n \text{ Вт/см}^3, \quad (10)$$

где  $\bar{\rho}_n$  - средняя плотность обмотки, г/см<sup>3</sup>.

По вышеприведенным формулам были вычислены максимальные дозы в обмотках сверхпроводящих магнитов для проектируемых ускорителей: Нуклотрона, Даблера и УНК. Исходные данные для расчета приведены в табл. 4. Результаты вычислений показаны на рис. I2. Как и следовало ожидать, основной вклад в дозу обусловлен потерями при выводе пучка, причем для Нуклотрона по всему периметру, а для Даблера и УНК на длине  $\frac{\pi R}{6} \approx \frac{\pi R}{12}$ .

Мощность энерговыделения при медленном выводе пучка соответственно равна:  $3,2 \cdot 10^{-2}$ , 0,3 и 0,5 Вт/см<sup>3</sup> ( $Z=0$  при  $t_0 = 1,3, 30$  с).

Т а б л и ц а 4.

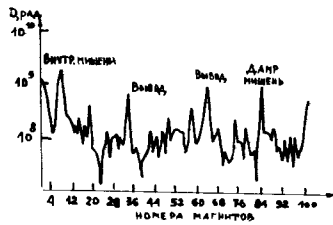
Параметры ускорителя, необходимые для расчета дозы

Режим	Энергия $E_0$ , ГэВ	Интенсивность $I_0$ , $\frac{\text{ПРОТ}}{\text{ЦИКЛ}}$	Потери $L, \% I_0$	Время $t$ , с
<u>Нуклотрон</u> /1/				
Инъекция	1,5	-	$10^*$	$10^{-6}$
Ускорение	1,5+33	-	$1^*$	6
Вывод пучка	33	$2 \cdot 10^{12}$	4	0,5+5
<u>Даблер</u> /2/				
Инъекция	$10^2$	-	0,1	$2 \cdot 10^{-7}$
Ускорение	$10^2 + 10^3$	-	$1^*$	10
Вывод пучка	$10^3$	$5 \cdot 10^{13}$	I(10)	I + 10
<u>УНК</u> /3/				
Инъекция	70	-	$1 \cdot 10^*$	$5,4 \cdot 10$
Ускорение	$70 + 2 \cdot 10^3$	-	$1^*$	15
Вывод пучка	$2 \cdot 10^3$	$5 \cdot 10^{14}$	2	30

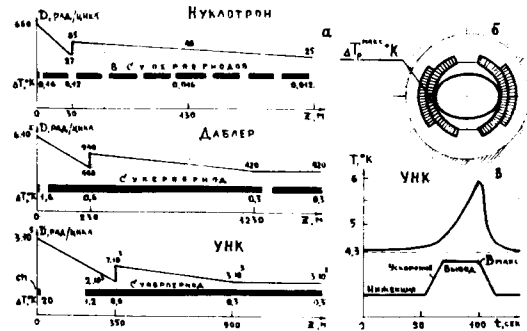
\* Величины приняты автором.  
( ) Потери в кольце при аварийном сбросе пучка в ловушку.

#### РАДИАЦИОННЫЙ НАГРЕВ

Распределение плотности потерь протонов и энерговыделения на I протон.см<sup>-1</sup> получены приближенно, поэтому и перепад температур от радиационного нагрева можно оценить только по порядку величины.



Р и с. II. Распределение величин поглощенной дозы в магнитах синхротрона ЦЕРН 25 ГэВ /12/; на внутренних мишенях нормировано на  $10^{18}$  протонов.



Р и с. I2. изменение поглощенной дозы и температуры: а) в зависимости от азимута - приближенная оценка по (II), СМ-септум-магниты; б) сечение обмоток магнита; в) в зависимости от времени - решение уравнения теплопроводности по /15/.

В качестве первого приближения были вычислены  $\Delta T_p$  по формуле /13/:

$$\Delta T_p \approx \omega_p \left[ \frac{1}{2K_{Cu}} \left( \frac{d}{2} \right)^2 + \frac{d_{изол}^2}{2K_{изол}} + \frac{d + 2d_{изол}}{2h} \right], \quad (II)$$

где  $K_{Cu} = 4 \text{ Вт/см}^2 \text{ } ^\circ\text{К}$ ,  $K_{изол} = 2 \cdot 10^{-4} \text{ Вт/см}^2 \text{ } ^\circ\text{К}$ ,  $h = 3 \cdot 10^{-2} \text{ Вт/см}^2 \text{ } ^\circ\text{К}$ ,  $d_{изол} = 0,1 \text{ см}$ ,  $d = 0,5 \text{ см}$  (толщина некоторого слоя обмотки, с двух сторон охлаждаемого гелием, вблизи точки  $\Delta T_{max}$ , показанной на рис. I2).

Результаты вычислений  $\Delta T_p^{max}$  для режима вывода пучка приведены на рис. I2.

В новых композитных сверхпроводниках нити  $NbTi$  подвергаются твистированию. Многожильный кабель и плетеная шина полностью транспонируются. При малом шаге транспонирования эффективная поперечная теплопроводность будет значительно выше, следовательно, внутренний перепад температуры  $\Delta T_p$  должен быть существенно меньше рассчитанного.

С другой стороны, не следует забывать, что в обмотках с изменяющимся во времени магнитным полем происходит "собственная" диссипация энергии, сопровождаемая разогревом кабеля. Величины  $\Delta T_p$  и  $\Delta T_d$  должны складываться.

Под действием кратковременного возмущения состояние сверхпроводника изменяется в следующей последовательности:

- приращение температуры  $\Delta T_d'$  приводит к уменьшению плотности критического тока  $J_c$ ;
- уменьшение  $J_c$  в свою очередь вызывает увеличение глубины проникновения магнитного поля в сверхпроводник;
- перемещение фронта магнитного потока сопровождается допол-

нительным выделением некоторого количества джоулевого тепла, в результате чего происходит повышение температуры на величину  $\Delta T_2'$ .

При условии  $\Delta T_2' < \Delta T_1'$  система является устойчивой относительно малых возмущений. В противном случае, когда  $\Delta T_2' > \Delta T_1'$ , сверхпроводник перейдет в нормальное состояние.

Энерговыведение при инжекции за время  $\sim 10^{-6}$  с представляет собой одно из таких возмущений. Например, при потерях  $L_{\text{инж}} \approx 1\%$  в Даблере возникает энерговыведение  $W_p' = 8 \cdot 10^{-4}$  Дж/г. По формуле, приведенной в работе /15/, можно вычислить температуру:

$$T = \sqrt{\sqrt{1000 + 1,5 \cdot 10^6 \cdot 8 \cdot 10^{-4}} - 14,4} = 5,7 \text{ } ^\circ\text{K}$$

или приращение  $\Delta T = T - T_0 = 5,7 - 4,3 = 1,4 \text{ } ^\circ\text{K}$ .

Если на сверхпроводник в течение короткого времени действует возмущение так, что он не может нести номинальный ток, последний будет течь в медной матрице. Тепло, генерируемое в матрице, затем отводится в жидкий гелий.

Для плотности тока в матрице можно записать /13/:

$$J \leq \left( h \cdot \Delta T_p' \frac{f}{\rho_m} \right)^{2/3} I^{-1/3}, \quad (12)$$

где  $\rho_m$  - удельное сопротивление;  $I$  - номинальный ток;  $f$  - учитывает конфигурацию проводника.

Выражение (12) - критерий криостатической стабилизации. Перегрев обмотки от кратковременных скачков температуры устраняется аварийной защитой магнита. Существенным требованием при защите является то, что температура  $T_m$  в любой части магнита не должна превышать определенного значения. Обычно  $T_m = 20 + 30 \text{ } ^\circ\text{K}$ .

Условие защиты магнита записывается следующим образом /13/:

$$J \leq \left[ g(T_m) u_m \frac{I}{E} \right]^{1/2}, \quad (13)$$

где  $E$  - запасенная энергия;  $u_m$  - максимальное напряжение;

$$g(30 \text{ } ^\circ\text{K}) \approx 10^{16} \text{ A}^2 \text{ c/m}^4 /13/.$$

Приравнивая правые части выражений (12) и (13), можно оценить предельное значение  $\Delta T_p'$ . Для большинства современных диполей должно выполняться следующее соотношение:

$$\Delta T_A' + \Delta T_p' \leq 2 + 3 \text{ } ^\circ\text{K} \quad (14)$$

при коэффициенте запаса по номинальному току  $\sim 10 + 15\%$ .

#### ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Расчет распределения по азимуту потерь частиц выполнен на основе полуэмпирических соотношений, которые не противоречат физическим представлениям о динамике высадки частиц. Коэффициенты неравномерности потерь  $K_H' = 2$  вблизи мишени и  $K_H = 10$  в "спокойной области" вполне обоснованы.

Они являются своего рода коэффициентами запаса, поскольку необходимо избежать любой магнит на кольце от чрезмерного увеличения потерь и, следовательно, энерговыведения. Предсказать заранее, в каком именно магните (из  $\sim 1000!$ ) произойдет это увеличение, практически невозможно.

Что касается величин  $\Delta T_p$  для стационарного процесса теплопередачи ( $t > 5 + 10$  с), то они несколько завышены. Однако при этом величины  $\Delta T_p'$  от кратковременных возмущений ( $t \approx 10^{-6}$  с) при малых магнитных полях укладываются в допустимые пределы. Тем более, что в критерии (14) не учтено резкое увеличение удельного сопротивления медной матрицы вследствие облучения /14/. При больших номи-

нальных токах это приводит к дополнительному выделению тепла.

Таким образом, на основании выполненных расчетов можно показать, какие потери частиц допустимы в рассматриваемых ускорителях при условии одинаковой интенсивности, например  $5 \cdot 10^{13}$  прот./цикл (табл. 5). При таких потерях проблема накопления радиационных дефектов не может быть существенной для ускорителей.

Т а б л и ц а 5.

Допустимые величины потерь, % от  $5 \cdot 10^{13}$  прот.(ядер)/цикл \*

Режим	Нуклотрон		Даблер	УНК
	протоны	ядра $C^{12}$		
Инжекция	10	5	0,1	6
Ускорение	0,1	0,05	1	1
Медленный или быстрый аварийный вывод пучка	0,4	0,2	0,1	2

\* В случае  $\Delta T_p \leq 0,1 + 0,2 \cdot K$  она на 99% определяется потерями при выводе пучка.

Следует заметить, что расчетные величины потерь в проектах ускорителей обычно ниже реальных величин, основанных на опыте работы современных синхротронов. В табл. 6 приведены предельные значения интенсивностей рассматриваемых ускорителей.

Наши данные подтверждаются результатами недавних экспериментов в Аргоннской национальной лаборатории /16/. При облучении диполя пучком с  $E_0 = 12$  ГэВ сверхпроводники переходили в нормальное состоя-

Т а б л и ц а 6.

Предельно-допустимые интенсивности ускорителей, прот./цикл\*

Реальные величины потерь	Нуклотрон	Даблер	УНК
При инжекции - 10% (в Даблере - 1%)	$5 \cdot 10^{13}$	$5 \cdot 10^{12}$	$3 \cdot 10^{13}$
В процессе ускорения - 1%	$5 \cdot 10^{12}$	$5 \cdot 10^{13}$	$5 \cdot 10^{13}$
При медленном выводе - 3%	$8 \cdot 10^{12}$	$2 \cdot 10^{12}$	$3 \cdot 10^{13}$
При аварийной выводе в ловушку - 20%	$10^{12}$	$3 \cdot 10^{11}$	$5 \cdot 10^{12}$

\* Все значения соответствуют концу ускорения.

ние при потоке  $\geq 2,7 \cdot 10^9$  прот./см<sup>2</sup> ( $t = 50$  мс), т.е.  $T_p \geq 0,5^\circ K$ .

По нашим оценкам в случае равномерного облучения обмоток:  
 $D^* (12 \text{ ГэВ}) / 4\pi r_a = 2,7 \cdot 10^{-8}$  рад/протон·см<sup>2</sup> или  $W_p = 7,3 \cdot 10^{-4}$  Дж/г.  
 В знаменателе учтено отношение  $\frac{\Delta Z'}{\Delta Z} = 2$ ;  $\Delta Z'$ , при котором получена величина  $D^*$  (рис. 9), к  $\Delta Z$  реального магнита, а также периметр апертуры при  $r_a = 5$  см. Максимальная температура в обмотке:

$$T = \sqrt{1000 + 1,5 \cdot 10^6 \cdot 7,3 \cdot 10^{-4} - 14,4} = 5,6^\circ K.$$

При  $K(Z) = 1 + 0,2$  и толщине обмотки  $\sim 4$  см получаем величины  $\Delta T_{\text{макс.}} = 1,3^\circ K$  и  $\Delta T_{\text{мин.}} = 0,3^\circ K$ .

Таким образом, при комплексном рассмотрении проблемы радиационного нагрева сверхпроводящих магнитов ускорителей она представляется исключительно актуальной. Для выработки окончательных рекомендаций необходимы дальнейшие расчетно-теоретические и экспериментальные исследования.

В заключение автор выражает благодарность А.М.Балдину, И.Н.Семенову и А.Г.Зельдовичу за поддержку работы, а также И.Н.Гончарову, В.Б.Хвостову, Б.В.Василишину и И.Б. Иссинскому за обсуждение и полезные советы.

#### Л и т е р а т у р а

1. А.М.Балдин, Б.В.Василишин и др. В кн.: Труды IV Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, т. I. "Наука", М., 1975, с. 4.
2. The Energy Doubler, Rep. FERMILAB, Operated by Universities Research Association, June 1976.
3. А.М.Адо, В.Г.Балберов и др. В кн.: Труды IV Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, т. I. "Наука", М., 1975, с. 44.
4. W.S.Gilbert, D.Keefe et al. Rep. UCRL-17941 (1968).
5. Г.И.Бритвич, В.Б.Гетманов и др. ИФЭ ОРЗ-72-47, Серпухов, 1972 .
6. J.Ranft . Particle Accelerators, 2, 129 (1972).
7. M.Awschalom, D.D.Yovanovitch et al. Rep. CERN 74-21 (1974) .
8. Б.В.Василишин, Л.Н.Зайцев, И.М.Петоян. ОИЯИ Р16-7036, Дубна, 1973 .
9. V.Ya.Gvozdev, L.N.Zaitsev et al. Particle Accelerators, 4, 129 (1973) .
10. A.Citron et al. Nucl. Instr. and Meth., 32, 48 (1965) .
11. M.Awschalom et al. Nucl. Instr. and Meth., 131, 235 (1975) .
12. R.Gouiran. Rep. CERN MPS/SM/Note 74-13 (1974) .
13. Г.Брехна. Сверхпроводящие магнитные системы. "Мир", М., 1976.
14. P.A.Sanger et al. Appl. Supercond. Conf., Stanford, August 1976, US ERDA, Washington, D.C. 20545 .
15. C.Restat et al. Rep. CERN ISR-MA/75-20 (1975) .
16. Argonne Superconducting beam line, CERN Courier, vol. 16, No.3, 96 (1976).

Рукопись поступила в издательский отдел  
4 марта 1977 года.