

**СООБЩЕНИЯ  
ОБЪЕДИНЕННОГО  
ИНСТИТУТА  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА**

9-86-4

Л.Н.Зайцев\*, Г.П.Решетников, А.Е.Сырейчиков\*

**ОЦЕНКИ  
ДОПУСТИМЫХ ИНТЕНСИВНОСТЕЙ ПУЧКОВ  
ПРИ НАСТРОЙКЕ  
СВЕРХПРОВОДЯЩИХ УСКОРИТЕЛЕЙ  
РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЯДЕР**

---

\* Московский инженерно-физический институт

**1986**

## ВВЕДЕНИЕ

Для оценки допустимой интенсивности в сверхпроводящих ускорителях необходимо знать:

1/ потери частиц - функцию распределения плотности потока в фазовом пространстве ускоряемых частиц, выбывших из пучка, и вторичных частиц, рассеянных внутренними мишенями;

2/ пространственное распределение энерговыделения в сверхпроводящих обмотках /СПО/, зависящее от потерь;

3/ допустимое значение энерговыделения, при котором нарушается сверхпроводимость обмотки.

В обзоре<sup>/1/</sup> отмечается, что в настоящее время экспериментально получить распределение потерянных частиц невозможно, а расчетным способом это удастся лишь в отдельных случаях. Поэтому при оценке допустимой интенсивности используются различные упрощенные модели:

а/ для процесса ускорения потери полагаются с равномерной плотностью распределения по азимуту и апертуре ускорителя с постоянным углом высадки  $\alpha_E$  первичных частиц;

б/ для процессов инжекции и вывода потери получают статистическим моделированием траекторий первичных и вторичных частиц в мишени /например, септуме/ с последующей транспортировкой в магнитных полях до места высадки на стенку ионопровода.

Практика показывает, что в конце цикла или в случае выключения поля в процессе ускорения весь пучок высадится вдоль азимута ускорителя на очень узкую область стенки ионопровода за времена  $t \sim 10^{-8}$  с, что может привести к адиабатическому радиационному разогреву СПО магнитов. Такая ситуация может возникнуть при настройке ускорителя, когда вывод частиц не функционирует.

Важно при этом знать максимально допустимые интенсивности частиц в пучке, не приводящие к переходам магнитов в нормальное состояние.

1. Подобно тому, как это сделано в работе<sup>/1/</sup>, запишем соотношение для допустимого значения энерговыделения  $W_q$ , Гр в виде

$$W_q = K_H \cdot W_0(E_0, A_p, \gamma, \alpha_E) \ell_0^{-1} \cdot L, \quad /1/$$

где  $K_H$  - коэффициент запаса, учитывающий неравномерность потерь по азимуту и возможные флуктуации энерговыделения, равный 6,7;  $W_0(E_0, A_p, \gamma, \alpha_E)$  - энерговыделение от одного ядра массой  $A_p$ , па-

дающего под углом  $\alpha_E$  с энергией  $E_0$  за стальной технологической защитой толщиной  $\gamma$  в случае, когда плотность распределения потерь представляет собой дельта-функцию по апертуре и постоянна вдоль азимута ускорителя,  $\Gamma \cdot \text{м} \cdot \text{част}^{-1}$ ;  $l_0$  - длина периметра ускорителя, м;  $L$  - допустимая интенсивность,  $\text{част} \cdot \text{имп}^{-1}$ .

Величина  $W_q$  для различных типов обмоток магнитов на основе сплавов NbTi при адиабатических условиях составляет  $2 \div 4 \text{ Гр}^{1/2}$ . В наших расчетах  $W_q / K_H = 0,5 \text{ Гр}$ , а допустимая интенсивность выражается формулой

$$L = 0,5 l_0 / W_0(E_0, A_p, \gamma, \alpha_E). \quad /2/$$

2. Расчет величины  $W_0(E_0, A_p, \gamma, \alpha_E)$  был проведен в работе <sup>/3/</sup> при высадке легких ядер ( $A_p \leq 12$ ) на железную мишень под углом  $\alpha_E = 1$  мрад.

В случае, когда неравновесные тепловые процессы, связанные с локальными флуктуациями температур между электронами и решеткой, несущественны <sup>/1/</sup> и характерный линейный размер объема, по которому усредняется поглощенная доза в веществе, много больше пробега наиболее энергичных дельта-электронов, возникающих в треке тяжелых заряженных частиц, можно говорить об эквивалентности дозы и энерговыделения в смысле термодинамического определения температуры. Радиальные толщины  $\sim 0,05 \div 0,1$  см в железе удовлетворяют перечисленным требованиям <sup>/4/</sup>.

Поглощенная доза при высадке ядер под углом  $\alpha_E = 1$  мрад обусловлена ионизационными потерями заряженных первичных и вторичных частиц. Это позволяет с достаточной точностью интерпретировать дозы, рассчитанные в железе, в случае обмотки с поправкой на разницу в плотности, так как эффективные значения ( $A_{эф}$ ,  $Z_{эф}$ ) массы и заряда атомов вещества комбинированного проводника на основе HT-50 в медной матрице близки к ( $A, Z$ ) железа.

В работе <sup>/3/</sup> отмечалось, что в области кинетических энергий легких ядер  $E_0 \leq 1 \text{ ГэВ} \cdot \text{нукл}^{-1}$  относительные вклады в энергию, поглощенную на радиальных толщинах  $\sim 4 \text{ г} \cdot \text{см}^{-2}$ , от различных групп частиц /первичных ядер, вторичных протонов и мезонов, фрагментов налетающего ядра и ядра мишени/, практически не зависят от  $A_p$ . Вклад фрагментов при этом не превышает 15%. Для более тяжелых ядер в этой области энергий не следует ожидать значительного перераспределения вкладов в пользу вторичных частиц, так как с ростом  $A_p$  увеличивается энергия, теряемая первичным ядром на ионизацию среды, и следовательно, средний импульс неупругого взаимодействия /при равных начальных  $E_0 \text{ ГэВ} \cdot \text{нукл}^{-1}$  / уменьшается. Более того, равенство градиентов в радиальном распределении дозы, обусловленной лишь вторичной компонентой межъядерного каскада /в области толщин  $0,1 \div 0,5 \text{ см}$  / при равных средних импульсах /или энергиях  $E_0^*$ ,  $\text{ГэВ} \cdot \text{нукл}^{-1}$  /,

налетающего ядра и протона в момент неупругого взаимодействия, указывает на сходство закономерностей формирования дозы протонами и легкими ядрами с точностью до нормировки на полную энергию неупругого взаимодействия и доли провзаимодействовавших в мишени частиц, определяемой параметрами кулоновского рассеяния частиц вблизи поверхности высадки. Таким образом, полагая, что эти закономерности справедливы в случае взаимодействия более тяжелых ядер, можно, исходя из дозных распределений от первичных протонов, получить дозные распределения для ядер в области  $E_0 \lesssim 1 \text{ ГэВ} \cdot \text{нуклон}^{-1}$ .

3. Для расчета дозных распределений, обусловленных ядрами, необходимо иметь:

а/ зависимость средней энергии, теряемой первичным ядром до неупругого взаимодействия,  $X$  /рис.1/ и, соответственно, средней энергии первичного взаимодействия  $E_0^*$  от кинетической энергии ядра  $E_0$ , показанной на рис.2;

б/ зависимость доли провзаимодействовавших первичных ядер в мишени от их массы и энергии, определяемую процессами кулоновского рассеяния частиц вблизи поверхности высадки /рис.3/ и рассчитанную методом, описанным в работах <sup>/3,7/</sup>;

в/ зависимость дозы, обусловленной вторичной компонентой, на различных толщинах от энергии падающих протонов /рис.4/.

Процедура получения радиального распределения дозы при падении ядра с атомным номером  $A_p$  и энергией  $E_0$  проста:

1/ Из рис.2 по заданным  $A_p$ ,  $Z_p$  и  $E_0$  находим кинетическую энергию протона  $E_0'$ , соответствующую равным значениям  $E_0^*$  ядра и протона.

2/ Из рис.4 берем радиальное распределение дозы от вторичного излучения для протона с энергией  $E_0'$ ;

3/ Радиальное распределение дозы от вторичной компоненты при падении ядра  $W_B(A_p, E_0, \gamma, \alpha_E)$  находим из соотношения

$$W_B(A_p, E_0, \gamma, \alpha_E) = \frac{K(A_p, E_0, \alpha_E)}{K(E_0', \alpha_E)} A_p W_B(E_0', \gamma, \alpha_E), \quad /3/$$

где  $K(A_p, E_0, \alpha_E)$  и  $K(E_0', \alpha_E)$  - доли провзаимодействовавших первичных частиц /ядра и протона соответственно/ при одинаковых  $\alpha_E$  и  $E_0$  /из рис.3/.

Чтобы получить значение дозы в области толщин  $\leq 0,1$  см, необходимо к указанному выше значению дозы от вторичной компоненты прибавить дозу от первичного ядра. Для этого из рис.1 при заданной энергии  $E_0$  ядра  $A_p$  надо определить величину  $X$ ; тогда доза от первичного ядра /в предположении равномерного распределения энергии по выделенной области/ вычисляется по формуле

$$W_n(A_p, E_0, \gamma < 0,1, \alpha_E) = 6,45 \cdot 10^{-9} A_p E_0 X K(A_p, E_0, \alpha_E), \quad /4/$$

где  $W_n$ ,  $\text{Гр} \cdot \text{м} \cdot \text{част}^{-1}$ , а  $E_0$  - в  $\text{ГэВ} \cdot \text{нукл}^{-1}$ .

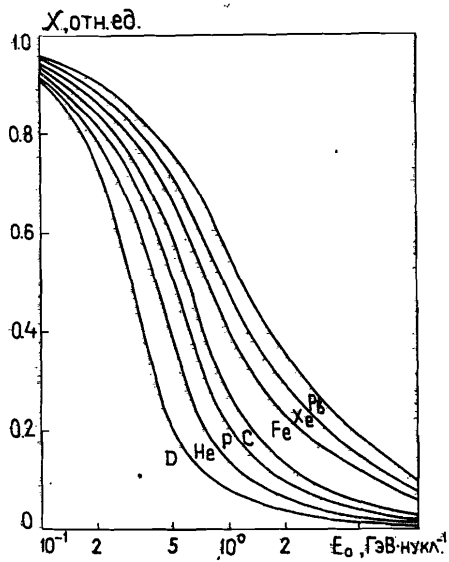


Рис.1. Отношение энергии, поглощенной в железе за счет ионизационных потерь, различных первичных ядер к их полной кинетической энергии.

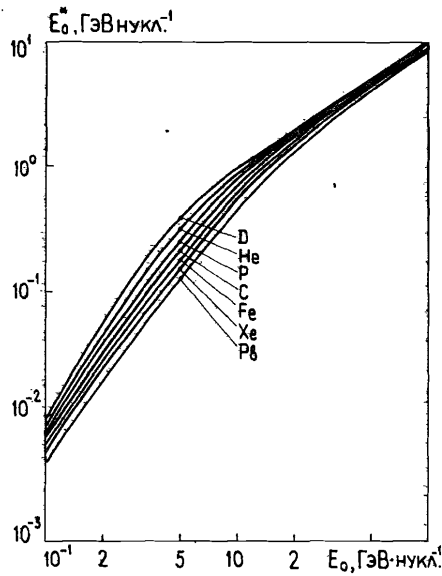


Рис.2. Зависимость средней энергии неупругого взаимодействия  $E_0^*$  первичного ядра от его кинетической энергии.

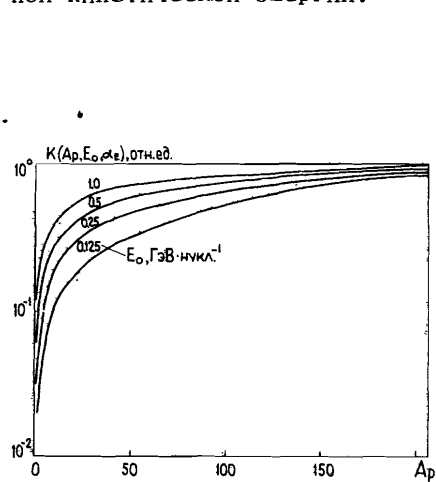


Рис.3. Доля первичных ядер, испытавших неупругое взаимодействие в мишени.

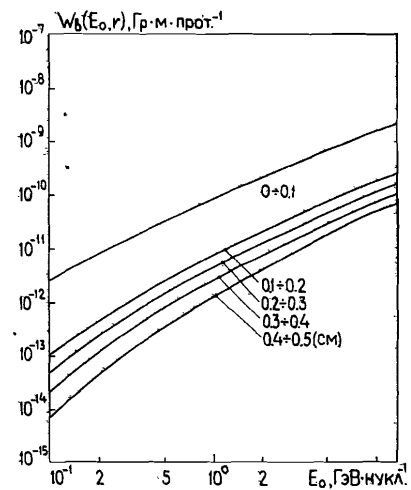
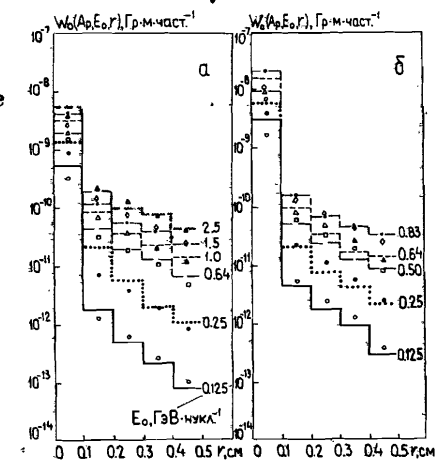


Рис.4. Зависимость дозы от вторичной компоненты на различных радиальных толщинах железа при высадке протонов под углом  $\alpha_E = 1$  мрад от их кинетической энергии.

Рис.5. Сравнение дозных распределений, полученных монте-карловскими и полуэмпирическими расчетами /точки/ для He и C /а и б соответственно/.



Таким образом, в области радиальных толщин  $r \leq 0,1$  см:

$$W_0(A_p, E_0, r, \alpha_E) = W_n(A_p, E_0, \alpha_E) + W_b(A_p, E_0, r, \alpha_E), \quad /5/$$

а в области  $0,1 < r \leq 0,5$  см:

$$W_0(A_p, E_0, r, \alpha_E) = W_b(A_p, E_0, r, \alpha_E). \quad /6/$$

4. Для ядер He и C было проведено сравнение результатов, полученных монте-карловскими <sup>13/</sup> и полуэмпирическими расчетами /рис.5/. Видно, что для приближенных оценок описанная выше методика вполне пригодна.

Нами были рассчитаны допустимые интенсивности при наладке ускорителей тяжелых ионов, которые создаются в ЛВЭ ОИЯИ: модельного сверхпроводящего синхротрона тяжелых ионов /СПИН/ <sup>15/</sup> - табл.1 и Нуклотрона <sup>16/</sup> - табл.2 для ряда ядер в зависимости от толщины стальной технологической защиты /при высадке частиц под углом  $\alpha$  мрад/.

Заметим, что для тяжелых ядер ( $A_p \geq 4$ ) максимальные энергии ускорения в проекте "Нуклотрон" значительно превышают  $1 \text{ ГэВ} \cdot \text{нукл}^{-1}$ . Следовательно, для проверки полуэмпирической методики в области  $E_0 \geq 1 \text{ ГэВ} \cdot \text{нукл}^{-1}$  и оценки допустимых потерь не более высоких энергиях необходимо проводить дальнейшее исследование закономерностей формирования дозы в обмотках магнитов ускорителя.

Заметим также, что значительное число первичных, особенно легких ядер отразится вовнутрь апертуры, унося энергию в другие точки азимута и апертуры ускорителя, что учитывается в расчетах коэффициентом запаса  $K_n$ .

Допустимые интенсивности пучков синхротрона СПИН при равномерном падении частиц на стенку ионопровода в конце цикла ускорения /ядер·цикл<sup>-1</sup> / .  $W_0/K_H = 0,5$  Гр;  $l_0 = 54$  м;  $\alpha_E = 1$  мрад.

Тип ядра	Проектные данные синхротрона СПИН	Толщина стенки вакуумной камеры или защиты сверхпроводящей обмотки /см/						
		$E_0$ , ГэВ/нукл.	ядер/цикл	0,0	0,05*	0,1	0,2	0,3
P	1,5	1,4 · 10 <sup>11</sup>	6,6 · 10 <sup>10</sup>	1,8 · 10 <sup>11</sup>	2,0 · 10 <sup>12</sup>	3,4 · 10 <sup>12</sup>	6,0 · 10 <sup>12</sup>	1,1 · 10 <sup>13</sup>
<sup>2</sup> H	0,53	2,8 · 10 <sup>11</sup>	3,5 · 10 <sup>10</sup>	1,5 · 10 <sup>11</sup>	1,7 · 10 <sup>12</sup>	3,0 · 10 <sup>12</sup>	5,5 · 10 <sup>12</sup>	1,2 · 10 <sup>13</sup>
<sup>4</sup> He	0,53	1,4 · 10 <sup>11</sup>	1,9 · 10 <sup>10</sup>	9,2 · 10 <sup>10</sup>	1,1 · 10 <sup>12</sup>	1,8 · 10 <sup>12</sup>	3,5 · 10 <sup>12</sup>	7,5 · 10 <sup>12</sup>
<sup>12</sup> C	0,53	1,2 · 10 <sup>11</sup>	3,4 · 10 <sup>9</sup>	2,9 · 10 <sup>10</sup>	3,8 · 10 <sup>11</sup>	6,6 · 10 <sup>11</sup>	1,2 · 10 <sup>12</sup>	2,7 · 10 <sup>12</sup>
<sup>56</sup> Fe	0,39	1,55 · 10 <sup>10</sup>	5,9 · 10 <sup>8</sup>	7,7 · 10 <sup>9</sup>	1,1 · 10 <sup>11</sup>	2,0 · 10 <sup>11</sup>	3,9 · 10 <sup>11</sup>	9,2 · 10 <sup>11</sup>
<sup>131</sup> Xe	0,23	4,47 · 10 <sup>9</sup>	3,8 · 10 <sup>8</sup>	6,2 · 10 <sup>9</sup>	1,1 · 10 <sup>11</sup>	2,2 · 10 <sup>11</sup>	4,3 · 10 <sup>11</sup>	1,1 · 10 <sup>12</sup>
<sup>207</sup> Pb	0,145	2,4 · 10 <sup>9</sup>	3,9 · 10 <sup>8</sup>	7,8 · 10 <sup>9</sup>	1,7 · 10 <sup>11</sup>	4,0 · 10 <sup>11</sup>	8,5 · 10 <sup>11</sup>	2,4 · 10 <sup>12</sup>

\* Толщина стенки ионопровода синхротрона СПИН равна 0,5 мм.

Таблица 2

Допустимые интенсивности пучков Нуклотрона при равномерном падении частиц на стенку вакуумной камеры /ядер·цикл<sup>-1</sup> / .  $W_0/K_H = 0,5$  Гр;  $l_0 = 250$  м;  $\alpha_E = 1$  мрад.

Тип ядра	Проектные данные Нуклотрона	Толщина стенки вакуумной камеры или защиты сверхпроводящей обмотки /см/						
		$E_0$ , ГэВ·нукл. <sup>-1</sup>	ядер/цикл	0,0	0,05	0,1	0,2	0,3
P	13	5,0 · 10 <sup>11</sup>	3,5 · 10 <sup>10</sup>	6,5 · 10 <sup>10</sup>	5,5 · 10 <sup>11</sup>	9,0 · 10 <sup>11</sup>	1,5 · 10 <sup>12</sup>	2,4 · 10 <sup>12</sup>
<sup>2</sup> H	6	10 <sup>12</sup>	3,4 · 10 <sup>10</sup>	4,4 · 10 <sup>10</sup>	4,0 · 10 <sup>11</sup>	6,7 · 10 <sup>11</sup>	1,0 · 10 <sup>12</sup>	1,7 · 10 <sup>12</sup>
<sup>4</sup> He	6(2,5)*	5,0 · 10 <sup>11</sup>	4,0 · 10 <sup>10</sup>	6,5 · 10 <sup>10</sup>	7,0 · 10 <sup>11</sup>	1,2 · 10 <sup>12</sup>	2,0 · 10 <sup>12</sup>	3,2 · 10 <sup>12</sup>
<sup>12</sup> C	6(1,0)*	1,67 · 10 <sup>11</sup>	1,0 · 10 <sup>10</sup>	3,8 · 10 <sup>10</sup>	4,3 · 10 <sup>11</sup>	7,5 · 10 <sup>11</sup>	1,4 · 10 <sup>12</sup>	2,7 · 10 <sup>12</sup>
<sup>56</sup> Fe	5,6(1,0)*	4,14 · 10 <sup>10</sup>	9,5 · 10 <sup>8</sup>	5,8 · 10 <sup>9</sup>	6,2 · 10 <sup>10</sup>	1,3 · 10 <sup>11</sup>	2,0 · 10 <sup>11</sup>	4,0 · 10 <sup>11</sup>
<sup>131</sup> Xe	4,6(1,0)*	2,25 · 10 <sup>10</sup>	2,9 · 10 <sup>8</sup>	2,2 · 10 <sup>9</sup>	2,5 · 10 <sup>10</sup>	7,2 · 10 <sup>10</sup>	4,3 · 10 <sup>10</sup>	1,7 · 10 <sup>11</sup>
<sup>207</sup> Pb	4,2(1,0)*	1,54 · 10 <sup>10</sup>	1,5 · 10 <sup>8</sup>	1,5 · 10 <sup>9</sup>	1,8 · 10 <sup>10</sup>	3,1 · 10 <sup>10</sup>	5,7 · 10 <sup>10</sup>	1,2 · 10 <sup>11</sup>

\* Энергии частиц, принятые в расчетах.

Тем не менее, из данных, приведенных в таблицах, со всеми упрощающими предположениями расчетов видно, что при проектировании сверхпроводящих ускорителей тяжелых ионов на высокие энергии и интенсивности в пучке, особенно тех его узлов, где потери частиц неизбежны /системы ввода и вывода частиц, элементов вблизи внутренних мишеней/, необходимы корректные расчеты радиационных нагрузок на сверхпроводящие обмотки магнитов.

#### ВЫВОДЫ

1. На основе монте-карловских расчетов радиального распределения дозы предложена методика оценки допустимых интенсивностей пучков при настройке сверхпроводящих ускорителей тяжелых ионов.

2. Достаточно простые предположения о равномерности распределения потерь по азимуту ускорителя и закономерностях формирования радиальных распределений дозы при посадке протонов и ядер под углом 1 мрад позволили оценить допустимые интенсивности пучков при настройке сверхпроводящих ускорителей, создаваемых в ЛВЭ.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Зайцев Л.Н. ЭЧАЯ, 1980, т.11, вып.3, с.525.
2. Drozhdin A.I. et al. FNAL, FN-418, Batavia, 1985.
3. Зайцев Л.Н. и др. ОИЯИ, 16-85-710, Дубна, 1985.
4. Василев П.Г. и др. ОИЯИ, P9-83-787, Дубна, 1983.
5. Балдин А.М. и др. В кн.: Труды IV Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. "Наука", М., 1975, т.2, с.4.
6. Шелаев И.А. и др. ОИЯИ, P9-83-582, Дубна, 1983.
7. Мотц Г. и др. ОИЯИ, P13-9167, Дубна, 1975.

Рукопись поступила в издательский отдел  
2 января 1986 года.

Зайцев Л.Н., Решетников Г.П., Сырейщиков А.Е. 9-86-4  
Оценки допустимых интенсивностей пучков  
при настройке сверхпроводящих ускорителей  
релятивистских ядер

На основе расчетов методом Монте-Карло радиальных распределенной дозы в материалах элементов сверхпроводящего дипольного магнита предложена сравнительно простая методика оценок допустимой интенсивности пучков при настройке сверхпроводящих ускорителей тяжелых заряженных частиц. Получены зависимости допустимых интенсивностей пучков от толщины технологической защиты или стенки ионопровода при падении релятивистских ядер на поверхность вакуумной камеры ускорителя под острым углом.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1986

Перевод О.С.Виноградовой

Zaitsev L.N., Reshetnikov G.P., Syreishchikov A.E. 9-86-4  
Estimation of Beam Tolerable Intensities  
at Tuning of Superconducting Accelerators  
of Relativistic Nuclei

Calculations of the radial dose distributions in the superconducting dipole magnet elements have been performed by means of Monte-Carlo method. Simple method estimation of the beam tolerable intensity at tuning of the heavy charged particle accelerators have been presented. Dependences of the beam tolerable intensities on the depth of technological shielding or ion transport channel walls under the relativistic nuclear fall onto the vacuum chamber of the accelerator at a sharp angle have been obtained.

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

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1986