

С 345е3

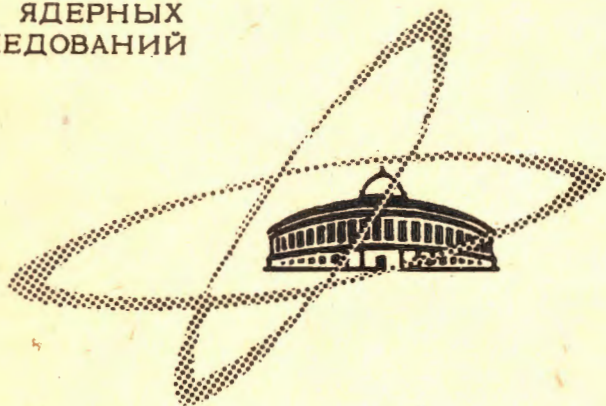
16/01/11

Д-183

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P-2811



ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

В.И. Данилов, И.Б. Енчевич, М.М. Кулюкин,
Э.А. Полферов, Т.Н. Томилина

НАКОПЛЕНИЕ ЧАСТИЦ
В СИНХРОЦИКЛОТРОНЕ НА 680 МЭВ

1966

P-2811

4371/1, 29.

В.И. Данилов, И.Б. Енчевич, М.М. Кулюкин,
Э.А. Полферов, Т.Н. Томлина

НАКОПЛЕНИЕ ЧАСТИЦ
В СИНХРОЦИКЛОТРОНЕ НА 680 МЭВ



При взаимодействии получаемых на синхротронной установке частиц с физическими установками, действующими в импульсном режиме со скважностью, превышающей скважность ускорителя (что связано, например, с перетяжкой пленки в фотоаппаратах, подготовкой пузырьковой камеры к расширению, записью информации, подготовкой к работе импульсной катушки и т.д.) появляется возможность увеличения эффективности использования ускорителя, если в нерабочий интервал времени накапливать ускоренный пучок внутри машины и выводить его в момент включения физической аппаратуры.

Обычно накопление в синхротронной установке осуществляется изменением частотной программы таким образом, чтобы ускоренные пучки частиц периодически доводились до определенного радиуса ^{/5/}. В силу теоремы Лиувилля о сохранении плотности частиц в фазовом пространстве вывести весь накопленный пучок с помощью обычной высокочастотной программы невозможно ^{/6/}. Эксперименты по выводу накопленного пучка действительно не привели к значительному увеличению плотности частиц в выведенном сгустке по сравнению с одиночным циклом.

В настоящей работе описывается новый метод вывода накопленного пучка, осуществленный на синхротронной установке ОИЯИ. Метод основан на возбуждении вынужденных радиальных колебаний переменным во времени магнитным полем, действующим в заданный интервал времени. Магнитное поле создается парой токовых катушек, установленных в области последних рабочих радиусов ускорителя ^{/7/}.

Так как в режиме накопления сгустки заряженных частиц доводятся до одного и того же радиуса, и для получения большой плотности частиц в результирующем сгустке требуется относительно большое время, то для характеристики метода накопления необходимо оценить, во-первых, время жизни пучка в ускорителе, определяемое рассеянием частиц на молекулах остаточного газа, во-вторых, предельную плотность, ограниченную кулоновским расталкиванием, и, в-третьих, энергетический разброс накапливаемого пучка, увеличивающийся в результате действия механизма фазового смещения.

1. Ограничение интенсивности накапливаемого пучка в результате
рассеяния частиц на молекулах остаточного газа

Рассеяние частиц на молекулах остаточного газа в камере синхротрона приводит к тому, что происходят частичные потери накопленного пучка. Очевидно, что с увеличением времени накопления все большая и большая часть частиц будет выпадать из результирующего сгустка, и в конце концов процессы накопления и потерь могут уравновеситься. Это накладывает определенный предел на количество частиц, которые можно получить при работе синхротрона в накопительном режиме.

Отметим, что накапливаемые сгустки доводятся до соответствующего радиуса через промежутки времени, равные периоду модуляции T .

Если в единичном импульсе содержится n частиц, то часть частиц, оставшихся через время t , определяется функцией $\phi(t)$, имеющей вид ^{/1/x)}

$$\phi(t) = \sum_{i=1}^{\infty} \frac{C_1}{\sqrt{\mu_1}} J_1(2\sqrt{\mu_1}) e^{-\mu_1 t} \quad (1)$$

Здесь

$$C_1 = J_1^{-2} (2\sqrt{\mu_1}) \int_0^1 Y_0(u) J_0(2\sqrt{\mu_1} u) du; \quad (2)$$

J_0, J_1 - функции Бесселя нулевого и первого порядка первого рода;

μ_1 - корни уравнения $J_0(2\sqrt{\mu_1}) = 0$;

$Y_0(u)$ - функция, характеризующая распределение частиц по энергии свободных (в данном случае аксиальных) колебаний.

С достаточной точностью $u = z^2 / z_{\max}^2$,

z, z_{\max} - истинная и максимальная амплитуды аксиальных колебаний.

$\gamma = kt$, где k - коэффициент пропорциональности, определяемый ниже.

При определении функции $\phi(t)$ учитывалось влияние только многократного кулоновского рассеяния.

Коэффициенты C_1 численно рассчитаны для спектра аксиальных колебаний синхротрона ОИЯИ (рис. 1). На рис. 2 представлена величина $\phi(t)$ в зависимости от t (кривая а). Для $t \geq 0,5$ функция $\phi(t)$ будет иметь вид

$$\phi(t) = 1,44 e^{-1,44t} \quad (3)$$

Эта асимптотическая кривая представлена на том же рисунке (кривая б).

^{x)} Выражение (1) справедливо при условии, что энергия дрейфующего при накоплении пучка остается постоянной.

При условии, что ряд, определяемый формулой (1), сходится равномерно и абсолютно, можно получить выражение, определяющее число частиц, которые могут быть накоплены в синхроциклотроне, в следующем виде

$$N = \nu \sum_{i=1}^{\infty} \frac{C_i}{\sqrt{\mu_i}} J_1(2\sqrt{\mu_i}) \frac{1 - e^{-\mu_i kT}}{1 - e^{-\mu_i kT}} \quad (4)$$

где m - число циклов накопления.

Зависимость относительного количества накопленных частиц N/ν от времени накопления m представлена на рис. 3.

Величина r вычисляется из следующего выражения^{/1/}

$$r = \frac{4 p R^3}{0,17 n z_{\max}^2 e V \cos \phi_a} \frac{E}{E_{inj}} \int \frac{dE}{E^3 \beta^4} \quad (5)$$

В случае накопления величину dE выразим как

$$dE = \frac{e V \cos \phi_a}{2\pi} \omega_a dt. \quad (6)$$

Тогда

$$r = \frac{4 p R^3 f}{0,17 n z_{\max}^2 E^3 \beta^4} t \quad (7)$$

Здесь E , f - энергия (кэВ) и частота обращения частицы (Гц) соответственно.

$\beta = v/c$ (v - скорость частицы, c - скорость света),

$R_{\text{см}}$ - радиальное положение частицы, e - ее заряд,

n - показатель неоднородности магнитного поля,

$p_{\text{тор}}$ - давление воздуха в камере ускорителя,

V - амплитуда ускоряющего напряжения,

ϕ_a рад - равновесная фаза.

На среднем радиусе накопления $R = 285$ см

$$r = 0,028 t \quad (8)$$

При этом значении r и при частоте модуляции синхроциклотрона равной 100 Гц в предельном случае ($m \rightarrow \infty$) можно, учитывая только рассеяние на газе, накопить около 3000 сгустков.

II. Ограничение числа частиц пространственным зарядом
накапливаемого пучка

Увеличение средней плотности заряда накапливаемых частиц может привести к нарушению аксиальной устойчивости их движения. Так как накопление частиц происходит на относительно больших радиусах ($R = 260 - 265$ см), то при оценке предельной плотности можно пренебречь кривизной циркулирующего пучка и форму пучка аппроксимировать прямоугольником неограниченной длины. Тогда в системе координат, связанной с центром прямоугольника, выражение, определяющее максимальное значение аксиальной составляющей дефокусирующего поля, имеет вид ^{/3/ x)}

$$E_{\text{a}}^{\text{max}} = \frac{\sigma_v}{4\pi\epsilon_0} \left[8h \operatorname{arctg} \frac{a}{2h} + 2a \ln \left(1 + \frac{4h^2}{a^2} \right) \right], \quad (8)$$

где σ_v - объемная плотность заряда на единицу длины,
 h и a - полувысота и полуширина циркулирующего пучка,
 ϵ_0 - диэлектрическая проницаемость вакуума.

Из условия равенства фокусирующих и дефокусирующих сил

$$F_M = e E_{\text{a}}^{\text{max}} (1 - \beta^2) \quad (9)$$

найдем величину предельного заряда сгустка, который может быть накоплен в синхротроне

$$Q = 2\pi R \sigma_v^{\text{max}} \quad (10)$$

Для геометрических размеров пучка $2h = 12$ см и $2a = 20$ см и $R = 265$ см получим, что в синхротроне можно накопить в сгустке число протонов, равное $N = 3 \cdot 10^{16}$ р.

III. Энергетический разброс накопленного пучка

Как следует из вышесказанного, рассеяние пучка на молекулах остаточного газа практически не накладывает серьезных ограничений на величину накапливаемого пучка. Более существенной причиной, ограничивающей эту величину, является механизм фазового смещения.

x) При учете кривизны можно воспользоваться соответствующими выражениями, приведенными в работе ^{/4/}.

Известно, что при подходе очередного сгустка к радиусу накопления часть ранее накопленных частиц испытывает резонансное возмущение, в результате которого их энергетический разброс возрастает. Такое изменение энергетического разброса можно оценить (см., например, /1/) следующим образом

$$\Delta E = \frac{S}{2\pi} w, \quad (11)$$

где площадь пучка на фазовой плоскости.

$$S = 2\sqrt{\frac{eVE}{\pi\omega^2 K - \phi_0}} \int_{\phi_0}^{\phi_1} [\sin\phi - \sin\phi_0 - (\phi + \phi_0)\cos\phi_0]^{1/2} d\phi, \quad (12)$$

где

$$K = 1 + \frac{n}{1-n} \frac{1}{\beta^2}.$$

Используя полученную численным интегрированием зависимость $S(\cos\phi_0)$ для параметров синхроциклотрона ОИЯИ, найдем, что за каждый цикл накопления энергетический разброс увеличивается по крайней мере на величину

$$\Delta E \approx 3 \text{ МэВ}.$$

Таким образом, часть частиц за каждый цикл накопления смещается по энергии приблизительно на 3 МэВ, т.е. примерно на 8 мм. Допустимое радиальное смещение пучка будет определяться радиальной протяженностью и напряженностью магнитного поля катушек вывода. В синхроциклотроне ОИЯИ при эффективном размере катушек, равном 10 см, целесообразно накапливать около 25 сгустков, считая, что за каждый цикл половина частиц пучка смещается по энергии на 3 МэВ. Максимальный энергетический разброс выводимого пучка не будет превышать в этом случае 36 МэВ.

IV. Эксперименты

Экспериментальная проверка работы ускорителя в режиме накопления проводилась на действующем синхроциклотроне ОИЯИ с помощью катушек растяжки.

Для выбранной геометрии токовых катушек максимальная интенсивность и временная структура оптимальны тогда, когда растянутый пучок имеет два импульса, первый из которых соответствует попаданию на мишень частиц с большими амплитудами радиальных колебаний и не зависит от момента включения тока катушек, а второй

соответствует растянутой части пучка ^{1/2}. Поэтому в дальнейшем, говоря о накопительном режиме синхротрона, будем понимать под накоплением увеличение числа частиц во втором импульсе.

Для экспериментальной проверки возможности вывода накопленного на внутреннем радиусе пучка была разработана электронная аппаратура, позволяющая включать катушки растяжки через любое наперед заданное число циклов ускорения в пределах от 1 до 100.

При проведении эксперимента ускоритель работал в непрерывном режиме, но пучок доводился примерно до радиуса 285 см. Катушки растяжки включались периодически через 1 - 100 циклов ускорения.

Блок-схема управления ускорителем представлена на рис. 4, а на рис. 5 показана пересчетная схема на 100, позволяющая осуществлять сброс от любого из ста импульсов.

Работа ускорителя в режиме накопления контролировалась по интегральной интенсивности пучка μ -мезонов с импульсом 150 Мэв/с на выходе μ -мезонного тракта. Измерения производились телескопом из двух сцинтилляционных счетчиков. Время каждого измерения было порядка 100 сек, что обеспечивало статистическую точность лучше 1%. Общая интенсивность без накопления составляла 500 имп/сек, что с учетом скважности в режиме растяжки соответствует плотности интенсивности в каждом цикле вывода порядка 1500 имп/сек. Счет импульсов проводился пересчетным прибором ПП9 с разрешающим временем 10^{-7} сек. Таким образом, даже при 100%-ном 100-кратном накоплении просчеты не могут превышать 1%.

На рис. 6 представлена зависимость интенсивности накопленного пучка от числа циклов накопления m . Можно заметить, что до $m = 13$ интенсивность накопленного пучка примерно пропорциональна числу накапливаемых сгустков. В дальнейшем увеличение интенсивности происходит значительно медленнее и при m , близком к 30, кривая подходит к насыщению. Такую форму зависимости можно, по-видимому, объяснить радиальным перемещением пучка за счет механизма фазового смещения. До $m = 13$ происходит радиальное смещение пучка, но он все еще находится в зоне действия катушек растяжки. В дальнейшем часть пучка начинает выходить из этой области, а при $m = 30$ каждый вновь подводимый пучок "выталкивает" из этой области количество частиц, равное количеству частиц одного сгустка.

Кривая, представленная на рис. 7, получена из рис. 6. Здесь I - средняя во времени интенсивность ускорителя. Характер этой кривой показывает, что интегральная интенсивность машины остается постоянной до $m = 13$, после чего заметен ее спад.

У. З а к л ю ч е н и е

В заключение следует заметить, что предложенный метод вывода накопленного в синхротронной пучке имеет значение не только для постановки новых физических экспериментов на ускорителе, но и открывает большие возможности для использования синхротрона в качестве инжектора для машины на сверхвысокие энергии.

Отметим, что определение энергетического разброса при накоплении представляет большой практический интерес и имеет самостоятельное значение.

Авторы выражают благодарность Ю.В. Максимова за монтаж и участие в разработке схемы пересчетного устройства для выбора числа циклов накопления, И.В. Фаломкину за участие в измерениях, а также Ю.А. Щербакову за полезное обсуждение.

Л и т е р а т у р а

1. А.А. Коломенский, А.Н. Лебедев. Теория циклических ускорителей, ФМ, 1962.
2. В.И. Данилов. и др. "Атомная энергия", 19, 289 (1965).
3. В.И. Данилов. Препринт ОИЯИ Р-1984, Дубна 1965.
4. В.И. Данилов, И.В. Пузынин. Препринт ОИЯИ Р-2131, Дубна 1965.
5. Т.Н. Томлина, М.Ф. Шульга. ПТЭ № 3, 16, (1956).
6. G.L. Salmon, Nucl. Instr. & Meth., 1963, v. 21, N2, p. 313.
7. В.И. Данилов и др. Препринт ОИЯИ Р-2281, Дубна 1965.

Рукопись поступила в издательский отдел
29 июня 1966 г.

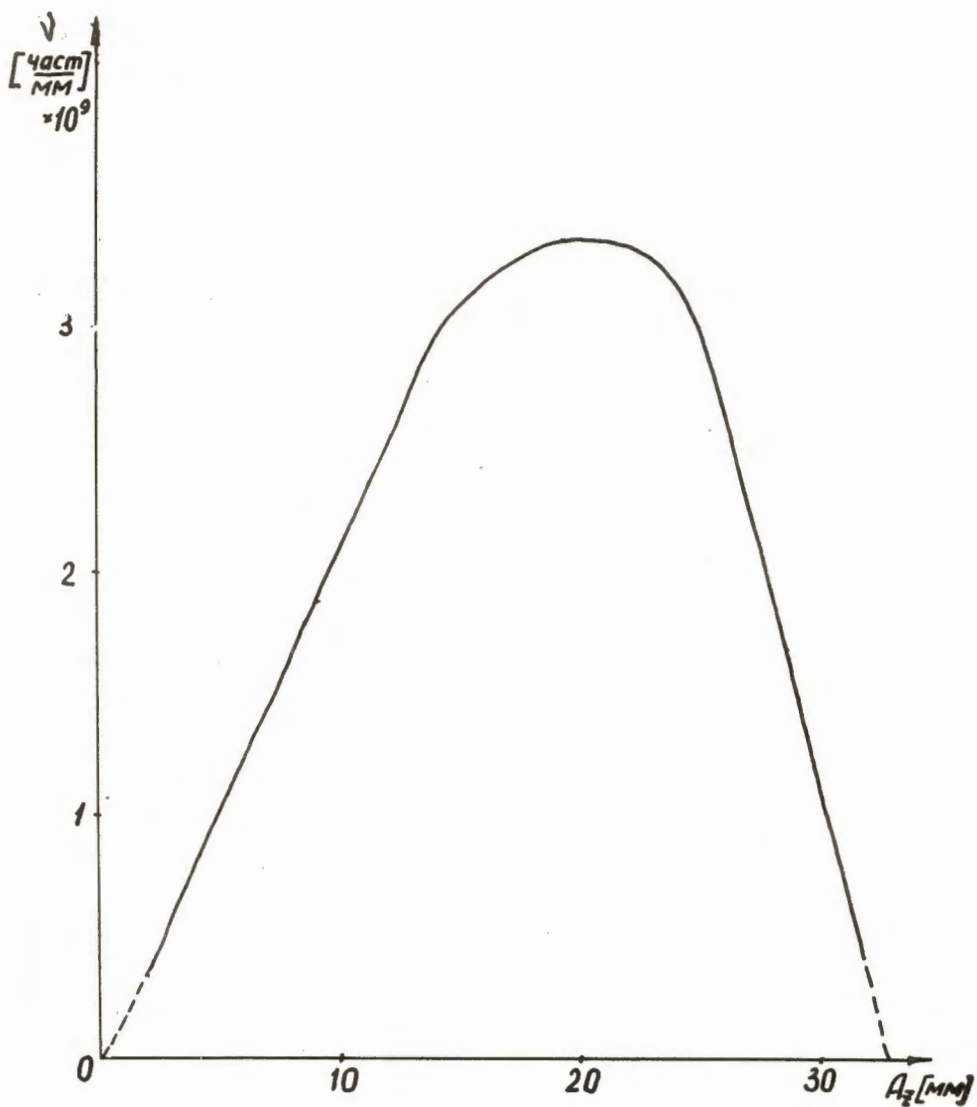


Рис. 1. Спектр аксиальных колебаний синхроциклотрона на 680 Мэв.

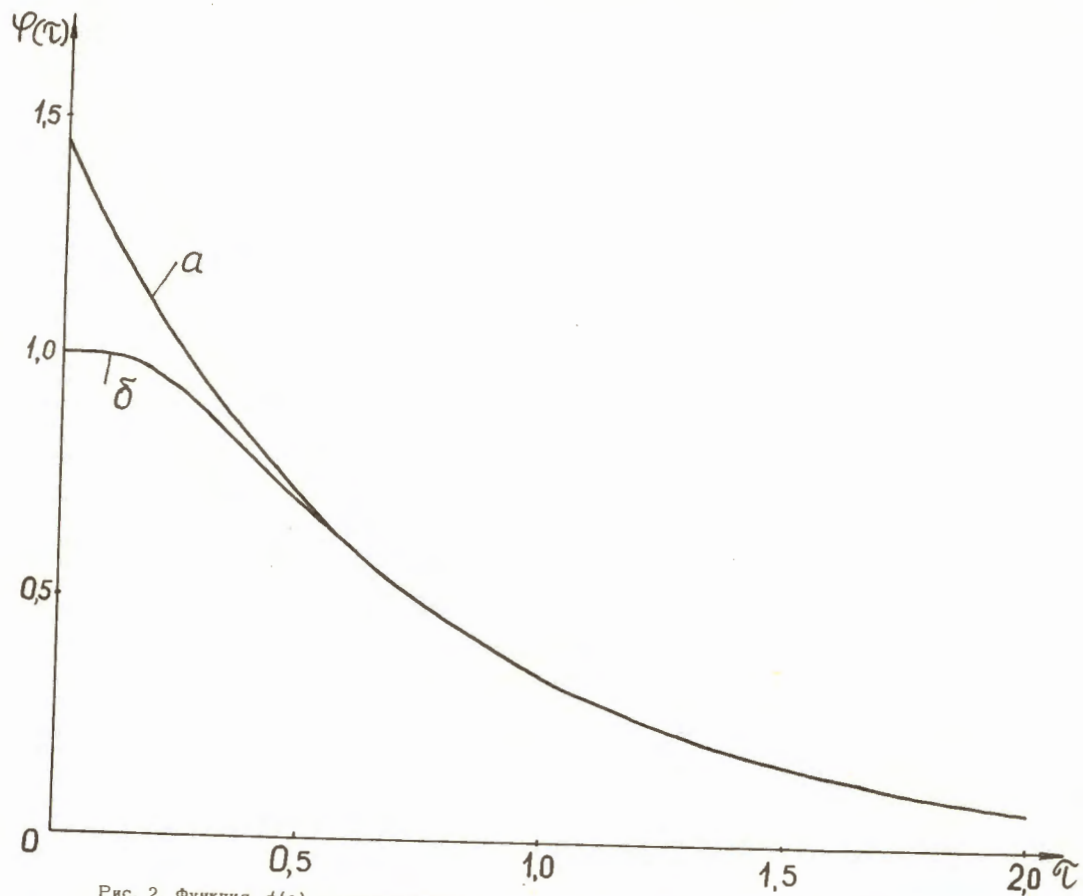


Рис. 2. Функция $\phi(r)$, определяющая оставшуюся часть частиц после их рассеяния на газе в течение времени t : а/ $0 < r < \infty$; б/ $r > 0,5$.

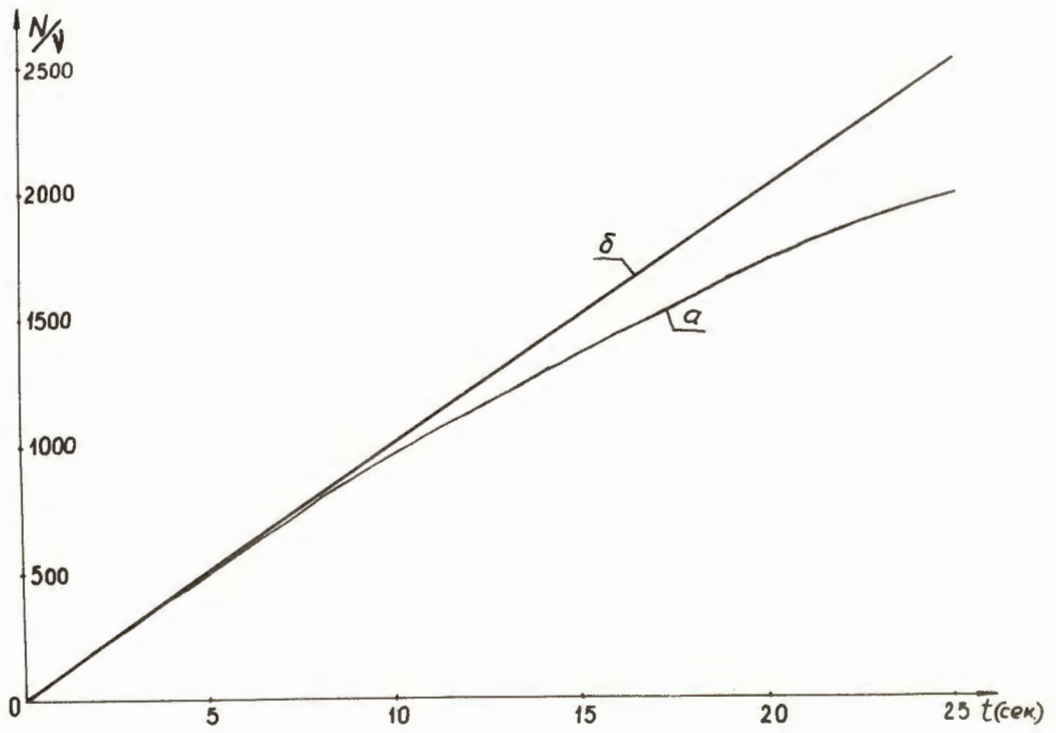


Рис. 3. Зависимость относительного количества накопленных частиц от времени накопления.

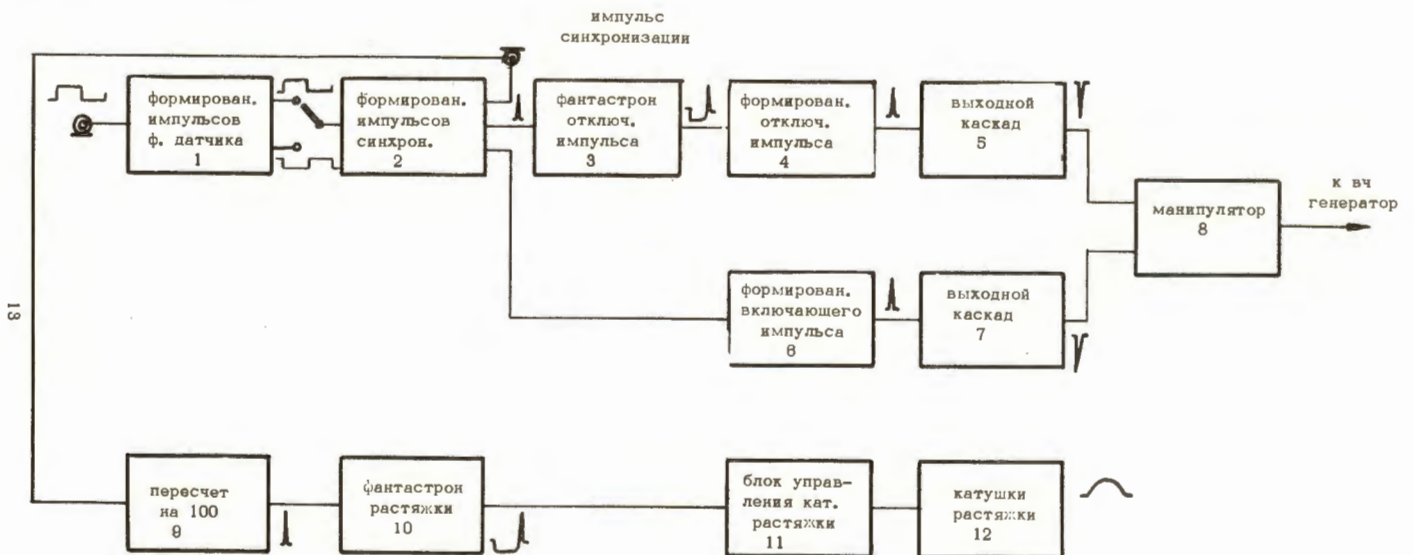


Рис. 4. Блок-схема управления ускорителем.

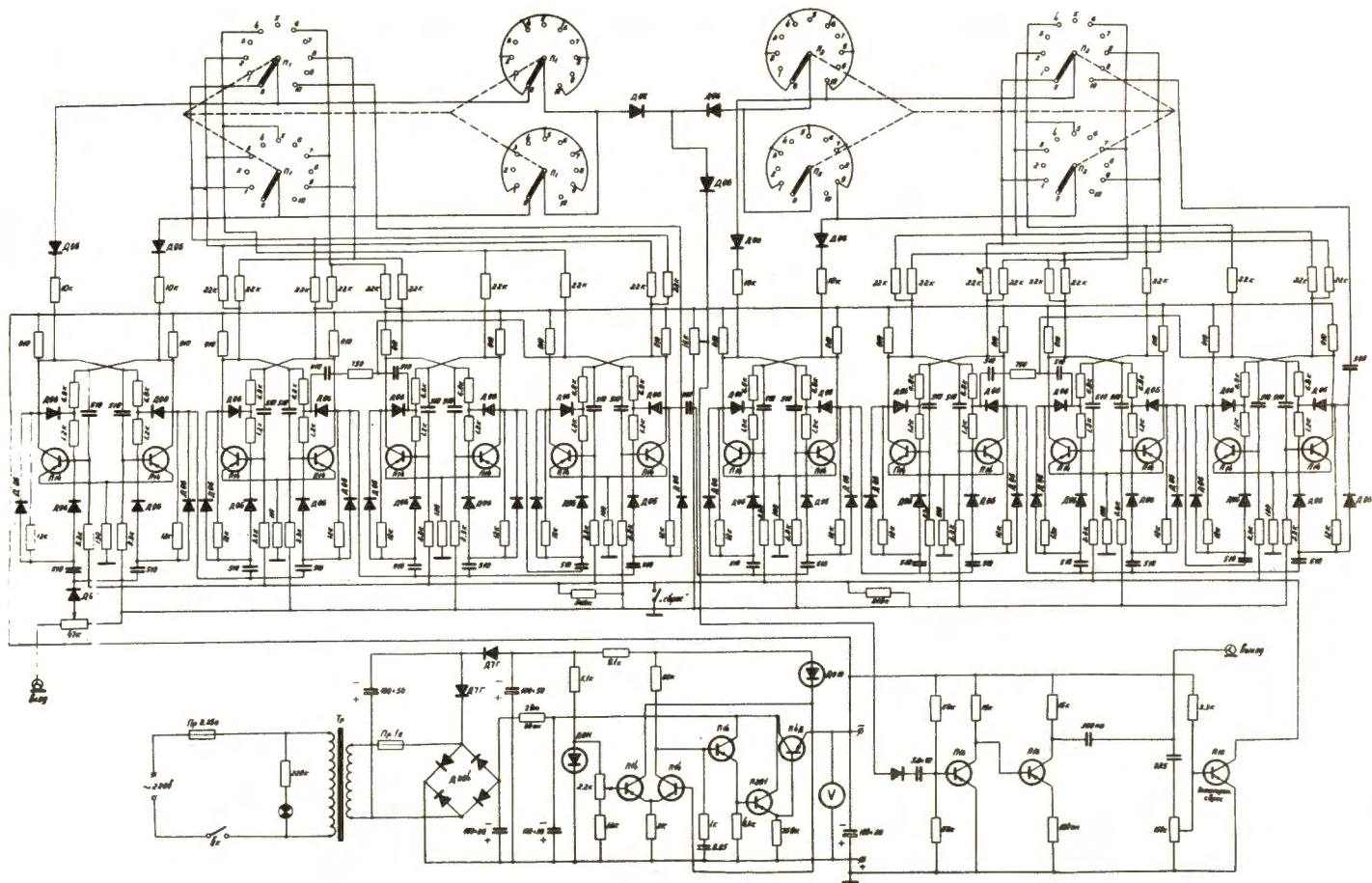


Рис. 5 Принципиальная схема пересчетного прибора с выбором каждого импульса от 1 до 100.

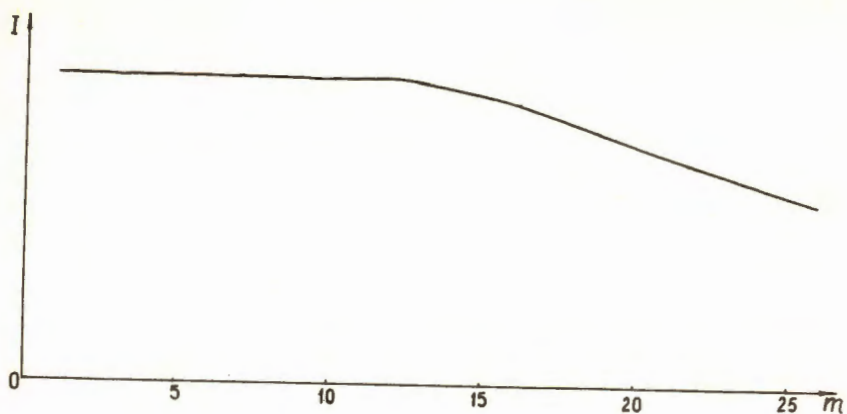


Рис. 6. Экспериментальная зависимость средней интенсивности пучка от числа циклов накопления.

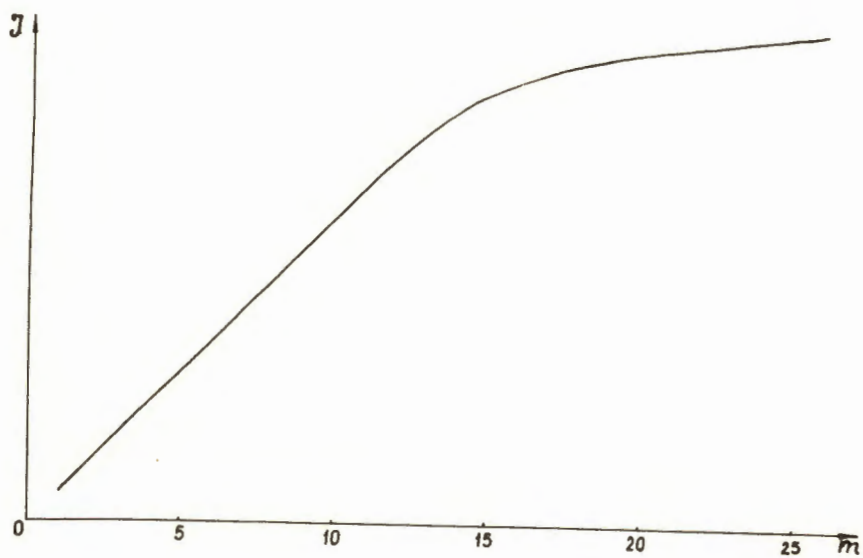


Рис. 7. Экспериментальная зависимость интенсивности накопленного пучка от числа циклов накопления.