

НАКОПИТЕЛИ ЭЛЕКТРОНОВ И ПОЗИТРОНОВ*А. И. Алиханян, С. А. Хейфец, С. К. Есин***СОДЕРЖАНИЕ**

Введение	7
I. Физические основы экспериментов в сталкивающихся пучках	8
II. Основные устройства накопителя	12
III. Процессы, происходящие при накоплении электронов и позитронов	19
IV. Конструктивные особенности накопителей	29
Цитированная литература	47

ВВЕДЕНИЕ

Известно, что современная квантовая электродинамика не является достаточно строгой и непротиворечивой. Хотя результаты вычислений, выполненных по этой теории, в пределах ошибок подтверждаются экспериментальными данными, однако методы вычисления не следуют из теории и являются лишь своеобразными рецептами. При вычислениях подчас приходится делать некорректные операции типа вычитания бесконечно больших величин. Теория не в состоянии вычислить некоторые важные константы, например массу электрона, которые приходится брать из опыта и т. д.^{1,2}

Широко распространено мнение, что эти трудности теории вытекают из плохого знания структуры пространства на очень малых расстояниях или характера взаимодействия частиц между собой при очень большой энергии.

Одним из самых многообещающих методов исследования этих проблем является изучение процессов, происходящих при столкновениях электронов большой энергии с электронами или позитронами тоже большой энергии. Для практического осуществления экспериментов такого типа необходимо устройство, в котором можно накапливать большие токи электронов и позитронов, движущихся навстречу друг другу, и осуществлять их столкновения между собой³⁻⁷.

Такое устройство — в дальнейшем мы будем для краткости называть его накопителем — может быть осуществлено по-разному. В настоящем обзоре мы ограничимся собственно накопителями, в которых не производится ускорения частиц. Таким образом, будут оставлены в стороне вопросы накопления в устройствах типа кольцевого фазотрона⁸⁻¹¹. Кроме того, мы не будем касаться вопросов накопления протонов, поскольку эти вопросы нигде еще не вышли из стадии предварительных разработок¹² и моделирования^{13,14,60} (см. § 4 гл. IV).

Однако значение накопителей электронов и позитронов не ограничивается лишь указанной выше возможностью поисков пределов примени-

мости квантовой электродинамики. Они могут стать неоценимым источником информации о формфакторах элементарных частиц для величин передаваемых импульсов, которые не скоро можно будет достичь на ускорителях. Накопители могут оказаться вне конкуренции с другими методами при исследовании взаимодействий вторичных частиц, рождающихся при столкновениях электронов и позитронов. В частности, благодаря ничтожному относительному разбросу по энергиям, разрешение различных близких резонансов в системах элементарных частиц может быть проведено особенно точно.

Наконец, накопители могут быть использованы и для проведения таких экспериментов с рассеянием электронов и позитронов на неподвижных мишенях, в которых нужны очень большие токи, недостижимые на ускорителях.

Блестящие перспективы использования накопителей вызвали к ним огромный интерес. В большом числе лабораторий проектируются и сооружаются накопители электронов и позитронов, рассчитанные на различные энергии накапливаемых частиц. Ниже рассмотрены основные вопросы, связанные с накоплением электронов и позитронов.

1. ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ В СТАЛКИВАЮЩИХСЯ ПУЧКАХ

§ 1. Импульс, передаваемый в столкновениях

Исследования взаимодействий элементарных частиц друг с другом до настоящего времени проводились всегда таким образом, что одна из частиц до столкновения практически покоилась в лабораторной системе координат. В этом случае часть энергии сталкивающихся частиц, связанная с движением их центра инерции, не используется в реакции. Энергия частицы в системе центра инерции равна (при $E_{\text{л}} \gg mc^2$)

$$E = \sqrt{\frac{mc^2 E_{\text{л}}}{2}}, \quad (1,1)$$

где $E_{\text{л}}$ — энергия налетающей частицы в лабораторной системе, mc^2 — энергия покоя частицы-мишени. Отсюда видно, что при высоких энергиях $E_{\text{л}}$ налетающей частицы в столкновениях с легкой частицей используется лишь ничтожная часть ее энергии. Так, при столкновении электрона с энергией $E_{\text{л}} \approx 6 \text{ Бэв}$ с покоящимся электроном E — порядка 40 Мэв .

В настоящее время появилась реальная возможность исследовать процессы столкновения, в которых обе взаимодействующие частицы движутся в лабораторной системе навстречу друг другу. Если при этом их импульсы равны по величине, то лабораторная система совпадает с системой центра инерции и вся энергия частиц используется в реакции $E_{\text{л}} = E$. Для получения в системе центра инерции энергии E , равной, скажем, $1,5 \text{ Бэв}$, при столкновении с покоящимся электроном второй электрон необходимо ускорить до энергии

$$E_{\text{л}} = \frac{2E^2}{mc^2}, \quad (1,2)$$

откуда $E_{\text{л}} \approx 9 \cdot 10^3 \text{ Бэв}$. Такую энергию невозможно (по крайней мере пока) получить на ускорителе. Поэтому эксперименты со сталкивающимися пучками электронов являются в настоящее время единственной возможностью для исследования процессов столкновений легких частиц с передачей импульса порядка единиц Бэв/с и выше.

В экспериментах с такой передачей импульса может обнаружиться отклонение от существующих теорий по причине нарушения квантовой электродинамики на малых расстояниях вследствие существования элементарной длины или каких-либо других типов нелокальностей взаимодействия.

В табл. I приведены минимальные расстояния, до которых можно исследовать структуру взаимодействий при различных энергиях частиц и точностях эксперимента ¹⁵.

Таблица I

Эффективные расстояния (в единицах 10^{-13} см),
проверяемые при данных точностях эксперимента
и энергиях сталкивающихся частиц

$d\sigma/\sigma$ \ $E, \text{ Мэв}$	100	500	1500	4500
0,10	0,44	0,09	0,030	0,010
0,05	0,32	0,06	0,020	0,007
0,03	0,24	0,05	0,015	0,005
0,01	0,14	0,03	0,010	0,003

§ 2. Основные процессы, происходящие при столкновениях электронов и позитронов

Рассмотрим процессы, происходящие при столкновениях электронов с электронами и электронах с позитронами при высоких энергиях. Нас сейчас будут интересовать только величины сечений процессов, а также

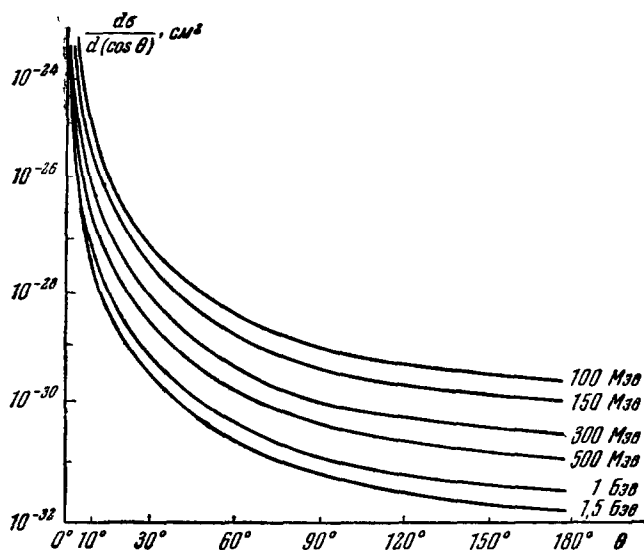


Рис. 1. Дифференциальные сечения упругого рассеяния электрона на электроном для различных энергий налетающих частиц в системе центра инерции.

их зависимость от энергий и углов. Более подробные сведения можно найти в работах ¹⁶⁻²⁷.

При столкновении электрона с электроном основной интерес представляет упругое рассеяние. На рис. 1 и в табл. II приведены значения

дифференциального сечения упругого рассеяния для различных энергий и углов разлета электронов θ (вычисленных без радиационных поправок и возможных формфакторов).

Таблица II

Дифференциальное сечение (см^2) упругого кулоновского рассеяния электрона на электроном $d\sigma/d\Omega$ при разных энергиях E налетающих частиц и углах рассеяния θ

$E, \text{Мэв}$	$\theta=10^\circ$	$\theta=30^\circ$	$\theta=60^\circ$	$\theta=90^\circ$
500	$3,46 \cdot 10^{-28}$	$4,45 \cdot 10^{-30}$	$3,75 \cdot 10^{-31}$	$1,8 \cdot 10^{-31}$
1000	$8,65 \cdot 10^{-29}$	$1,11 \cdot 10^{-30}$	$9,4 \cdot 10^{-32}$	$4,5 \cdot 10^{-32}$
1500	$3,85 \cdot 10^{-29}$	$4,95 \cdot 10^{-31}$	$4,17 \cdot 10^{-32}$	$2,0 \cdot 10^{-32}$
2000	$2,16 \cdot 10^{-29}$	$2,78 \cdot 10^{-31}$	$2,34 \cdot 10^{-32}$	$1,1 \cdot 10^{-32}$

Неупругие процессы при электрон-электронных столкновениях происходят в более высоком по $e^2/\hbar c$ приближении. Тем не менее при достаточно малом передаваемом четырехмерном импульсе сечение неупругого процесса может стать достаточно большим. Необходимо, однако, иметь в виду, что кинематически эти процессы значительно более сложны, чем рассмотренные ниже процессы рождения тех же частиц при аннигиляции электрон-позитронной пары. К тому же для их изучения нужно работать в узком телесном угле вблизи направления движения пучков.

Столкновения электронов с позитронами представляют значительно более широкие возможности. Система e^+e^- является нейтральной по всем «зарядам» (электрическому, барионному, лептонному и странности). При столкновении электронов с позитронами может осуществляться большое число разнообразных реакций с рождением пар частиц — античастиц и частиц, нейтральных по всем перечисленным выше «зарядам» (π^0, γ).

В табл. III перечислены основные реакции с указанием порогов и оценок для дифференциальных сечений, вычисленных без учета формфакторов. Характерной особенностью почти всех сечений является уменьшение их с энергией как $(mc^2/E)^2$.

Таблица III

Эффективные сечения реакций, происходящих при столкновениях электронов с позитронами ($mc^2, \mu c^2$ — энергии покоя электрона и вторичной частицы, κ — аномальный магнитный момент бариона)

Реакция	Порог реакции, Мэв	Оценки дифференциальных сечений $d\sigma/d\Omega$ для вылета частиц $\theta=90^\circ, \text{см}^2/\text{стер}$
$\gamma + \gamma$	Без порога	$2,0 \cdot 10^{-26} (mc^2/E)^2$
$e^- + e^+$	Без порога	$4,5 \cdot 10^{-26} (mc^2/E)^2$
$\mu^- + \mu^+$	103	$0,5 \cdot 10^{-26} \left(\frac{mc^2}{E}\right)^2 \left[1 - \left(\frac{\mu c^2}{E}\right)^2\right]^{1/2} \times$ $\times \left[1 + \left(\frac{\mu c^2}{E}\right)^2\right]$
$\pi^- + \pi^+$	140	$\left. \begin{aligned} &2,5 \cdot 10^{-27} \left(\frac{mc^2}{E}\right)^2 \left[1 - \left(\frac{\mu c^2}{E}\right)^2\right]^{3/2} \\ &2,75 \cdot 10^{-35} \left[1 - \left(\frac{\mu c^2}{2E}\right)^2\right]^3 \\ &10^{-26} \left(\frac{mc^2}{E}\right)^2 \left[1 - \left(\frac{\mu c^2}{E}\right)^2\right]^{1/2} (1 + \kappa)^2 \end{aligned} \right\}$
$K^- + K^+$	470	
$K^0 + \bar{K}^0$	470	
$\pi^0 + \gamma$	70	
$N + \bar{N}$	940	

Кинематический анализ этих реакций, в особенности двухчастичных, максимально прост. Изучение этих реакций может дать сведения о границах применимости квантовой электродинамики¹⁵, величинах электромагнитных формфакторов различных элементарных частиц для времени-подобных передаваемых импульсов, данные о взаимодействиях вторичных частиц между собой (в частности, о резонансах и связанных состояниях сильновзаимодействующих частиц)²³. Наконец, в столкновениях электронов и позитронов могут рождаться новые неизвестные частицы.

§ 3. Энергия накапливаемых частиц

На выбор энергии накапливаемых частиц оказывает влияние ряд факторов. С точки зрения возможностей экспериментов на встречных пучках энергия накопителя должна быть возможно выше. Однако имеются очевидные причины, ограничивающие эту энергию. Во-первых, отмеченная выше тенденция всех сечений к падению с ростом энергии как $(mc^2/E)^2$. Вероятность столкновения, пропорциональная сечению, становится при больших энергиях столь малой, что осуществление экспериментов при таких энергиях наталкивается на непреодолимые трудности. Во-вторых, в связи с наличием синхротронного излучения, интенсивность которого растет как $(E/mc^2)^4$ при заданном радиусе кривизны траектории частицы, очень быстро растут размеры и стоимость установок. В-третьих, отсутствуют источники ускоренных электронов и позитронов на очень большие энергии.

Из рис. 2, на оси абсцисс которого отмечены пороги рождения, видно, что для исследования рождений известных элементарных частиц энергия накопителя должна быть $\sim 1,5$ Бэв.

Для исследований во всем объеме необходимо иметь возможность промерять сечения при различных энергиях сталкивающихся частиц в широком интервале изменения энергии. Отклонение экспериментальных значений сечения как функции энергии от вычисленных может дать указание на нарушение квантовой электродинамики, а также выявить физические причины таких нарушений. Максимумы на экспериментальных кривых сечения — энергия могут соответствовать различным резонансам во взаимодействиях вторичных частиц между собой. Ширина максимума непосредственно дает сведения о времени жизни «резонанса». В связи с этим отметим, что из всех известных приборов накопитель обладает наилучшим энергетическим разрешением. Относительный разброс энергий в пучке накопителя может быть лучше чем 10^{-3} . Это делает его особенно перспективным для разделения близко лежащих резонансов.

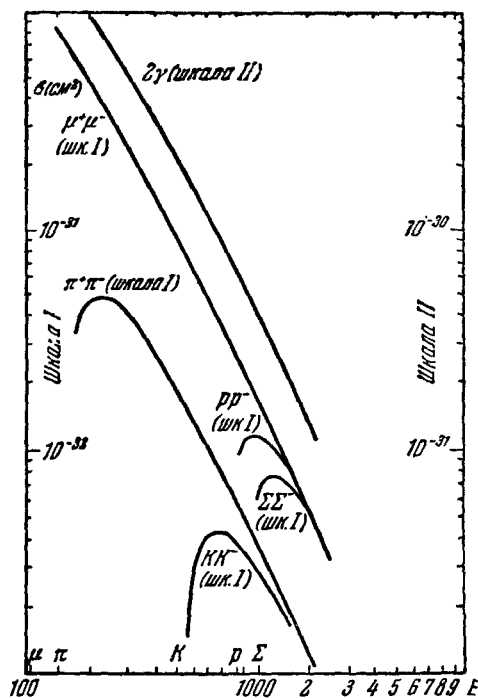


Рис. 2. Полные сечения рождения элементарных частиц для разных энергий налетающих электронов в системе центра инерции.

II. ОСНОВНЫЕ УСТРОЙСТВА НАКОПИТЕЛЯ

§ 1. Сравнение с ускорителями

Устройство для накопления электронов в основных чертах напоминает ускоритель того или иного типа. Так же как ускоритель, накопитель имеет магнитную дорожку для удержания и формирования пучка. Для компенсации потерь энергии на излучение в накопителе создается электрическое поле нужной частоты. Для захвата частиц в режим устойчивого движения накопитель имеет вводные устройства и т. д.

В зависимости от знаков заряда сталкивающихся пучков, типа магнитной системы и способа ввода частиц в накопитель возможны разные схемы накопления. Основные из них следующие.

а) **Накопитель сталкивающихся электронов.** Для столкновения частиц одного знака необходимо накапливать их на двух кольцевых дорожках (если не рассматривать систем с двумя равновесными орбитами типа кольцевого фазотрона).

Примером накопителя с двумя магнитными дорожками может служить Стэнфордский накопитель электронов, схема которого показана на рис. 9. На каждой из дорожек электроны могут двигаться либо в одну сторону (при одинаковом направлении магнитного поля), либо в разные («восьмерка»). Во втором случае достаточно иметь одно вводное устройство вместо двух.

б) **Накопитель электронов и позитронов.** Так как на позитрон, движущийся в магнитном поле в направлении, обратном по отношению к электрону, действует та же сила, то замкнутые орбиты электронов и движущихся им навстречу позитронов совпадают. Поэтому для накопления электронов и позитронов достаточно иметь одну магнитную дорожку.

в) **Наконец, возможные схемы накопления непосредственно в ускорителе.** Одна из таких возможностей — использование симметричного кольцевого фазотрона, в котором возможно одновременное ускорение частиц обоих знаков с их накоплением на внешнем радиусе ²⁸⁻³⁰. Другой возможностью является использование синхротрона, в котором величина тока подмагничивания больше амплитуды переменной составляющей тока ^{31,32}. Мы не будем рассматривать эти возможности.

Несмотря на большое внешнее сходство с ускорителем, накопитель обладает целым рядом существенных особенностей, резко отличающих его от ускорителя. Главной особенностью накопителей является очень высокая плотность частиц при очень малых размерах пучков. Это приводит к тому, что электромагнитное взаимодействие сгустков между собой приобретает для накопителей очень важное значение. Бросающейся в глаза разницей между ускорителем и накопителем является также различная роль в потерях частиц однократных и многократных процессов. В то время как в ускорителе определяющую роль играют многократные процессы (квантовые флуктуации излучения, многократное кулоновское рассеяние), в накопителе время жизни пучка определяется в основном однократным тормозным излучением и однократным упругим рассеянием. Причина такого различия лежит в следующем: параметры ускорителя выбираются таким образом, чтобы обеспечить малость потерь за сравнительно небольшое время ускорения. Это время обычно много меньше времени жизни по отношению к однократным процессам. В этих условиях определяющую роль в потерях частиц играют многократные процессы. Это тем более

верно, что начало цикла ускорения происходит при сравнительно низкой энергии, когда сечение рассеяния велико, отсутствует радиационное затухание, а размеры пучка сравнимы с размерами рабочей области.

Инжекция в накопитель обычно происходит при высокой энергии частиц. Радиационное затухание действует в течение всего времени жизни пучка; размеры пучка быстро становятся много меньше допустимых размеров областей устойчивости. Поэтому время удержания пучка в накопителе определяется однократными процессами.

Рядом существенных особенностей, отличающих накопитель от ускорителя, обладают и основные устройства накопителя. Эти отличия возникают вследствие естественного стремления так построить накопитель, чтобы вероятность взаимодействия при столкновениях пучков была возможно больше.

§ 2. Магнитная система

К магнитной системе накопителя предъявляется ряд требований, которым она должна удовлетворять для успешной работы накопителя. Хотя формально эти требования выглядят так же, как и для ускорителей (устойчивость поперечных колебаний, затухание всех трех типов колебаний), однако в применении к накопителям они имеют и свои особенности. Так, например, электромагнитное взаимодействие сгустков может приводить в процессе накопления к большому сдвигу частот бетатронных колебаний (см. § 6 гл. III). Магнитная система накопителя должна быть устроена таким образом, чтобы частоты бетатронных колебаний удерживались вдали от наиболее опасных резонансов. Изменение среднего градиента, производимое с этой целью, не должно приводить к искажению равновесной орбиты.

Затухание продольных и поперечных колебаний автоматически имеет место в магнитных системах со слабой фокусировкой при $n < 0,75$ ³³⁻³⁶. Однако в сильнофокусирующих системах радиальные колебания испытывают антизатухание за счет более быстрого затухания продольных колебаний³⁶⁻³⁹. Если в ускорителе благодаря малости времени ускорения можно допустить антизатухание, то в накопителе, где пучок существует время, измеряемое сутками, антизатухание совершенно недопустимо. Поэтому при использовании сильнофокусирующих систем необходимо предусматривать в них демпфирование радиальных колебаний (см. § 3 гл. III).

Вероятность взаимодействия частиц во встречных пучках растет с уменьшением поперечных размеров сгустков. Магнитная система накопителя должна обеспечивать достаточно малые размеры сгустков, поскольку, как было показано выше, сечения всех ожидаемых процессов малы.

Как следует из оценок, приведенных ниже, поперечные размеры пучка тем меньше, чем больше число $M\nu$ бетатронных колебаний на оборот. Большое значение $M\nu$ можно сделать лишь в накопителе с сильной фокусировкой при больших значениях градиента магнитного поля. Увеличение числа $M\nu$ связано также с увеличением числа M (числа периодов градиента), если рабочая точка лежит в первой области устойчивости. Перейти в более высокую область устойчивости обычно не представляется возможным, так как допустимые отклонения параметров накопителя (допуска) уже в следующей области становятся на два порядка строже.

Для размещения инфлекторов, высокочастотных резонаторов и физической аппаратуры в накопителе выгодно иметь небольшое число возможно более длинных прямолинейных промежутков. В случае, когда число

промежутков $m < M$, область устойчивости распадается на отдельные полосы. Действие таких промежутков можно рассматривать как возмущение градиента, а возникающие при этом полосы неустойчивости являются следствием параметрического резонанса. Их положение определяется условием возникновения параметрического резонанса:

$$2M\nu = km, \quad k = 1, 2, 3, \dots, \frac{M}{m}. \quad (2,1)$$

На рис. 3 показано возникновение полос неустойчивости при $m = 8$, $M = 24$.

Увеличение числа $M\nu$ выгодно также и с точки зрения величины допустимого фазового объема системы. Другими словами, при одинаковых

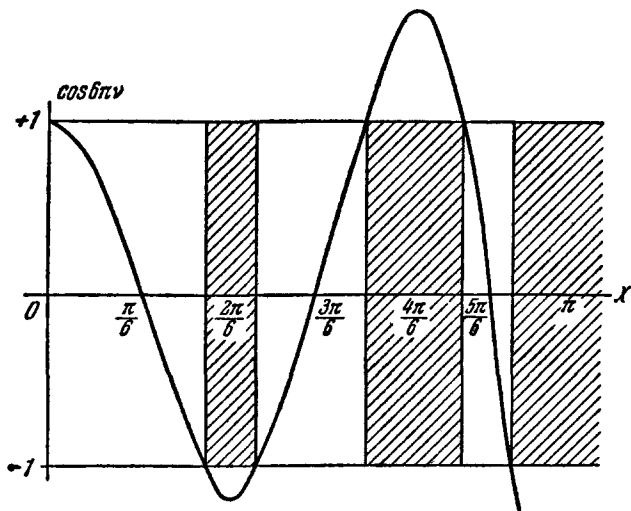


Рис. 3. Расслоение области устойчивости бетатронных колебаний при $m < M$ для случая $M/m=3$, $\chi = \sqrt{n} l_M / Q_0$, где Q_0 , l_M , n — радиус кривизны, длина магнитного блока и показатель спада магнитного поля соответственно.

размерах области магнитного поля эффективная апертура в сильнофокусирующей системе может быть сделана существенно больше, чем в слабофокусирующей. Последнее обстоятельство является выгодным с точки зрения инъекции.

Наконец, немаловажное отличие магнитной системы накопителя по сравнению с электронными ускорителями возникает вследствие того, что магнитное поле накопителя постоянно во времени или меняется очень медленно. Это существенно облегчает коррекцию характеристик поля накопителя. Основные трудности для ускорителей — наличие низких значений магнитного поля и возмущений, вносимых вихревыми токами, — отсутствуют у накопителей. Все это позволяет в несколько раз ужесточить допуски на параметры магнитной системы накопителя. Благодаря этому становится возможным выбрать более напряженный вариант магнитной структуры. При выбранных параметрах реализация более жестких допусков означает уменьшение возможных возмущений. Вследствие обеих причин дополнительно уменьшаются размеры сгустков.

§ 3. Система высокой частоты

Высокочастотная система накопителя предназначена для компенсации потерь энергии частицами при движении. В основном эти потери происходят в виде некогерентного синхротронного излучения в магнитном поле.

Наличие излучения весьма существенно для самой возможности накопления частиц. Действительно, согласно теореме Лиувилля фазовый объем, занимаемый системой, не уменьшается, если только движение имеет гамильтоновы характер. Это приводит к тому, что для таких систем накопление может происходить только за счет заполнения незанятых частей фазового пространства, соответствующего устойчивому движению. Такая ситуация возникает, например, при накоплении протонов.

Синхротронное излучение приводит к тому, что теорема Лиувилля для электронных накопителей не имеет места, поскольку движение с учетом излучения не гамильтоново. Поэтому в накопителях электронов и позитронов накопление может происходить путем впрыскивания все новых порций частиц в один и тот же фазовый объем по мере его освобождения ранее впущенными частицами. Плотность частиц в фазовом пространстве в этом случае возрастает по мере накопления.

Отсюда непосредственно следует, что интенсивность потерь энергии в накопителе должна быть сделана достаточно большой, чтобы за время между двумя последовательными инжекциями достаточно большая часть объема успевала освобождаться.

С другой стороны, чрезмерно большая интенсивность потерь требует больших затрат высокочастотной мощности для их компенсации. Оба эти обстоятельства приводят к существованию для данной энергии частиц и данного интервала между двумя моментами инжекции оптимального радиуса накопителя.

Величина средней энергии, теряемой равновесной частицей за один оборот в виде излучения, определяется формулой

$$\frac{\Delta E_{\text{изл}}}{mc^2} = \frac{4\pi}{3} \frac{r_0}{\varrho_0} \frac{\lambda_2}{\lambda_1} \left(\frac{E}{mc^2} \right)^4, \quad (2,2)$$

в которой $r_0 = e^2/mc^2$, ϱ_0 — радиус кривизны орбиты в магнитном поле H_0 , $\lambda_k = \langle H^k/H_0^k \rangle$ — среднее по орбите значение относительной k -степени поля.

Величина амплитуды высокочастотного напряжения V на одном обороте в накопителе обуславливается главным образом размерами области устойчивости синхротронных колебаний.

При заданных амплитуде V и потерях энергии $\Delta E_{\text{изл}}$ синхротронные колебания осуществляются относительно равновесной фазы φ_0 , определяемой соотношением $\cos \varphi_0 = \Delta E_{\text{изл}}/eV$. Если, как это обычно бывает, инжектируемые частицы равномерно распределены по фазам высокочастотного поля и энергиям, то скорость накопления пропорциональна площади на фазовой плоскости, соответствующей устойчивому движению. Будем считать, что интервал допустимых энергий определяется сепаратрисой. Максимальный наброс по энергиям тогда

$$\left(\frac{\Delta E}{E} \right)_{\text{доп}} = \sqrt{\frac{2eV}{\pi q \alpha E} (\sin \varphi_0 - \varphi_0 \cos \varphi_0)}, \quad (2,3)$$

где q — кратность высокой частоты, α — логарифмическая производная длины орбиты по импульсу.

Допустимый интервал фаз определяется уравнением

$$\sin \varphi + \sin \varphi_0 = (\varphi + \varphi_0) \cos \varphi_0. \quad (2,4)$$

Из уравнений (2,3) и (2,4) видно, что как интервал фаз, так и интервал энергий увеличиваются с увеличением φ_0 . Поэтому с точки зрения увеличения скорости накопления выгодно увеличивать равновесную фазу (или, что то же самое, увеличивать амплитуду высокочастотного напряжения при заданной величине $\Delta E_{\text{изл}}$).

Из уравнения (2,3) видно также, что в сильнофокусирующей системе равновесная фаза (и амплитуда напряжения) оказывается меньше, чем при одинаковых условиях в слабофокусирующей. Это связано с малостью величины α для сильнофокусирующих систем.

Обратимся теперь к соображениям, определяющим выбор частоты или кратности электрического поля. Рассмотрим для определенности накопитель электронов и позитронов с одной магнитной дорожкой. При кратности высокой частоты q на орбите движутся q сгустков частиц каждого сорта. Следовательно, число мест встречи будет равно $2q$, а положение их на кольце задается положением высокочастотных резонаторов. При заданном числе частиц на орбите N в каждом сгустке оказывается N/q частиц. Поэтому увеличение q приводит к снижению вероятности взаимодействия в каждом месте встречи сгустков. Из формулы (2,3) следует, что увеличение q уменьшает $(\Delta E/E)_{\text{доп}}$. Все это заставляет стремиться к уменьшению q . Однако, поскольку некоторые места встречи сгустков, попадающие в высокочастотные резонаторы, трудно использовать для экспериментов, $2q$ должно быть больше, чем число резонаторов $N_{\text{рез}}$. Например, при $q = 2$, $N_{\text{рез}} = 2$ для экспериментов остается два места встречи сгустков.

Необходимо иметь в виду также, что высокочастотная система накопителя длительное время должна работать в непрерывном режиме. Это предъявляет особые требования к надежности высокочастотных устройств и существенно увеличивает требуемую среднюю мощность высокочастотного генератора. К тому же благодаря низкой кратности радиочастоты размеры высокочастотного резонатора в накопителе всегда много меньше длины волны электрического поля. Поэтому добротность высокочастотных промежутков трудно сделать очень высокой.

§ 4. Система ввода частиц

Инжекция частиц в накопитель является наиболее трудной практической проблемой. Для осуществления захвата частиц в режим накопления можно либо использовать специальные инфлекторные устройства, либо воздействовать на сепаратрису⁴⁰. В последнем случае в момент инжекции производится снижение амплитуды высокочастотного поля. Размер сепаратрисы при этом уменьшается, однако поскольку вследствие затухания накопленные ранее частицы занимают лишь малую часть области устойчивости, такое уменьшение на них не влияет. Орбиты инжектированных частиц сворачиваются под действием излучения. После того как частицы отойдут достаточно далеко от «источника», амплитуда высокочастотного напряжения восстанавливается до нормального значения. Затухание колебаний приводит в дальнейшем к уменьшению амплитуд колебаний, и процесс может быть повторен.

Второй метод состоит в использовании инфлекторов и, в сущности, не отличается от инжекции в ускоритель. Однако высокая энергия инжекции, требуемая малость времени сброса напряжения с инфлектора и наличие уже накопленных частиц делают всю проблему очень трудной. Дополнительная трудность состоит в том, что может оказаться необходимым иметь два инфлектора для впуска частиц, движущихся в противоположных направлениях.

В накопителе электронов и позитронов инфлектором может быть только устройство с магнитным полем, так как электрическое поле действует по-разному на электроны и позитроны. Фактически же высокая энергия инжекции все равно исключает использование электрического поля.

Источником электронов для накопления может служить электронный ускоритель. Позитроны, предназначенные для накопления, получают путем конвертирования γ -квантов на мишени. Возможны разные варианты инжекции частиц в накопитель. В одном случае конверторная

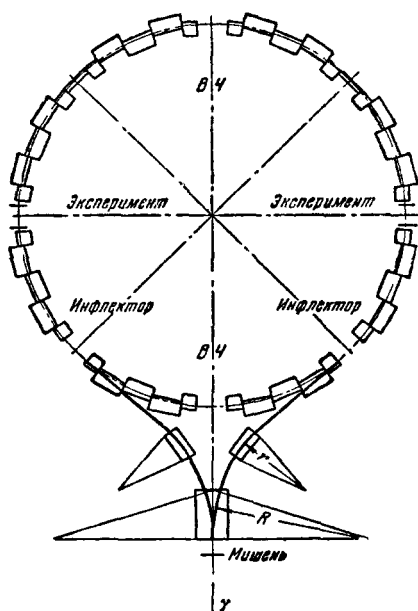


Рис. 4. Симметричная схема ввода электронов и позитронов с внешней конверторной мишенью.

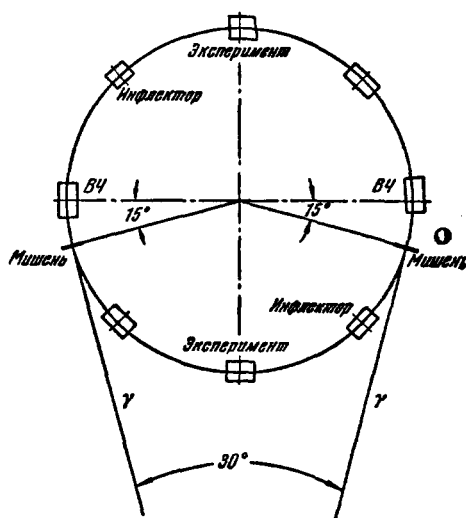


Рис. 5. Возможный вариант инжекции электронов и позитронов от синхротрона с использованием двух внутренних конверторных мишеней.

мишень располагается вне камеры накопителя. При этом в камеру накопителя вводятся заряженные частицы. Одна из подобных схем ввода, принятая для накопителя *Adone* (Фраскати), изображена на рис. 18. Несколько иной вариант, предусматривающий одновременный симметричный ввод электронов и позитронов, схематически изображен на рис. 4. В другом случае конверторные мишени располагаются непосредственно в камере накопителя (рис. 5), и в режим накопления захватывается одна из компонент образующихся пар e^+e^- .

Назовем коэффициентом конверсии отношение числа позитронов, попадающих в заданный телесный угол и энергетический интервал, к числу первичных электронов, создающих γ -кванты. Коэффициент конверсии зависит от энергии позитронов, энергии электронов, толщины t и материала мишеней. При расчете коэффициента конверсии учитываются многократное рассеяние электронов и позитронов в мишени, изменение энергетического спектра позитронов из-за тормозного излучения при прохождении через мишень и поглощение γ -квантов в мишени. Для толстых мишеней ($t > t_{\text{рад}}$) расчет производится по каскадной теории. Как расчет ⁴¹, так и эксперимент ⁴²⁻⁴⁴ показывают, что коэффициент конверсии может быть порядка 10^{-4} , и тем выше, чем выше энергия накапливаемых частиц.

Каждый из этих методов инжекции имеет свои достоинства. Для схем с внешней конверторной мишенью такими достоинствами являются отсутствие связанности во взаимном расположении ускорителя и накопителя, что позволяет выбрать для накопителя наиболее выгодное положение, и управляемость пучков, поскольку в накопитель вводятся заряженные частицы.

Кроме того, схема, изображенная на рис. 4, имеет то преимущество, что в накопителе будет двигаться практически одинаковое число частиц каждого знака. Это является предпочтительным с точки зрения электромагнитного взаимодействия сгустков между собой (см. § 6 гл. III) и значительно снижает нагрузку резонатора пучком*).

Некоторым недостатком этой схемы является то, что прямой пучок γ -квантов (и сопутствующих частиц) пронизывает накопитель, а зоны экспериментов оказываются вблизи мест ввода частиц в накопитель. В случае, когда эксперимент проводится одновременно с накоплением частиц, это может ухудшить условия эксперимента, так как поднимает уровень фона и рассеянного излучения.

Достоинствами схемы инжекции с двумя γ -пучками являются отсутствие прямого пучка частиц, проходящих через накопитель, а также несколько бóльшая простота захвата частиц, рождающихся в областях с хорошо известной топографией магнитного поля. Инжекция электронов и позитронов извне через рассеянные магнитные поля является более трудной задачей.

Требование симметрии относительно позитронов и электронов при их посадке на орбиту приводит к симметричному расположению инфлекторов. Замкнутая орбита, возбуждаемая полем инфлекторов, должна быть четна относительно точки, лежащей посередине между местами вводов. В этом случае вероятности захвата электронов и позитронов одинаковы. Для увеличения этих вероятностей периодическая орбита должна иметь два абсолютных максимума вблизи мест ввода. Если эти два максимума гораздо больше максимумов в других точках замкнутой орбиты, то потери частиц при их посадке будут происходить преимущественно в местах ввода.

При одновременном вводе электронов и позитронов необходима высокая точность синхронизации работы обоих инфлекторов. При поочередной работе инфлекторов удваивается время накопления и увеличивается требуемая напряженность поля в каждом из них.

Скорость накопления позитронов определяется главным образом величиной коэффициента конверсии. Сильнофокусирующая система в этом смысле также имеет преимущество перед слабофокусирующей. Действительно, благодаря тому что эффективная апертура и интервал энергий захватываемых частиц могут быть сделаны в сильнофокусирующей системе существенно бóльшими, коэффициент конверсии для нее получается бóльшим.

Таким образом, рассмотрение требований к основным узлам накопителя — к магнитной и высокочастотной системам и системе инжекции — приводит к выводу, что сильнофокусирующие накопители на большие энергии имеют несомненные преимущества по сравнению со слабофокусирующими⁴⁵. В основном этими преимуществами являются:

- 1) более низкая величина напряжения электрического поля и, следовательно, меньшая мощность радиотехники;
- 2) меньшие поперечные размеры пучка и, следовательно, бóльшая скорость реакции в сталкивающихся пучках;

*) При заданной величине произведения N_+N_- (см. (3,6)) минимум суммы $N_+ + |N_-|$, определяющей величину тока пучка, достигается при $N_+ = N_-$.

3) меньшие размеры рабочей области магнитного поля при одинаковой эффективной апертуре и, следовательно, более легкий магнит.

Однако сильнофокусирующая система имеет и недостатки. Основные из них:

1) антизатухание радиальных колебаний; это обстоятельство требует применения демпфирования тем или иным методом, что усложняет магнитную систему;

2) узость допустимого интервала частот бетатронных колебаний; для увеличения скорости накопления частиц необходимо производить компенсацию зависимостей бетатронных частот от энергии ⁴⁶.

Заметим также, что парциальные времена жизни пучка по отношению ко всем процессам (кроме процесса однократного неупругого рассеяния) больше в сильнофокусирующем накопителе. Однако, поскольку для накопителя на большую энергию полное время жизни определяется в основном как раз этим процессом однократного неупругого рассеяния, это обстоятельство не оказывается преимуществом сильнофокусирующих накопителей.

III. ПРОЦЕССЫ, ПРОИСХОДЯЩИЕ ПРИ НАКОПЛЕНИИ ЭЛЕКТРОНОВ И ПОЗИТРОНОВ

§ 1. Характеристика движения частиц в накопителе

Движение электронов и позитронов в накопителе имеет совершенно такой же характер, как и в ускорителе. В связи с этим для описания их движения удобно использовать технику, разработанную для расчета ускорителей. Некоторое отличие возникает лишь из-за взаимодействия сгустков между собой.

Магнитная часть силы Лоренца инвариантна относительно изменения знака заряда с одновременным изменением знака скорости частицы. Вследствие этого траектории позитрона и движущегося навстречу ему электрона совпадают при соответствующих начальных условиях в магнитном поле любой конфигурации.

При рассмотрении коллективов частиц, движущихся в каждом направлении, их движение удобно изучать относительно замкнутой орбиты, общей для всех частиц данной группы. От такой орбиты отсчитываются всевозможные свободные колебания, соответствующие распределению частиц по начальным значениям отклонений и скоростей. Если свободные колебания по всем координатам затухают, то в конечном счете два коллектива частиц каждой группы можно характеризовать двумя замкнутыми орбитами, к которым стягиваются свободные колебания.

Реальные замкнутые орбиты полностью определяются магнитными и электрическими полями со всеми имеющимися возмущениями (в том числе и создаваемыми самими пучками) и не зависят от начальных условий, если внешнее поле не содержит нелинейных членов.

Электрическая часть силы Лоренца меняет знак при изменении знака заряда. Поэтому поперечные (по отношению к направлению движения) электрические составляющие могут привести к расхождению замкнутых орбит. Продольная компонента электрического поля приводит к изменению энергии частицы

$$\frac{dE}{dt} = eEv. \quad (3,1)$$

Поскольку в правую часть (3,1) входит произведение заряда на скорость, позитрон и движущийся ему навстречу электрон ускоряются одним электрическим полем.

Движение электрона (и позитрона) в магнитном поле сопровождается излучением энергии. Для частиц больших энергий это обстоятельство определяет всю динамику движения частиц в накопителе. Благодаря излучению движение частиц не является гамильтоновым. В частности, для такого движения нарушается теорема Лиувилля, что, собственно, и делает возможным накопление.

Чтобы траектория частицы в постоянном магнитном поле оставалась неизменной, необходимо компенсировать средние потери энергии за счет высокочастотного электрического поля. Это в свою очередь приводит к возникновению радиационного затухания (или антизатухания) колебаний. Полный объем фазового пространства, занятый частицами, уменьшается, и его можно заполнять все новыми частицами, осуществляя тем самым их накопление. Предел такого накопления теоретически возникает лишь благодаря взаимодействию частиц между собой.

Флуктуации излучения (а также другие причины) приводят к раскачке колебаний. В результате совместного действия раскачки и затухания устанавливаются стационарные амплитуды колебаний, определяющие размеры сгустков накопленных частиц.

Вместе с тем эти причины приводят также к потерям частиц и конечному времени жизни в накопителе. Время жизни оказывается совершенно ничтожным при наличии антизатухания хотя бы по одной степени свободы. Вследствие этого накопитель должен быть построен так, чтобы колебания затухали по всем степеням свободы.

В зависимости от параметров накопителя и интенсивности пучка ускорителя возможны два режима работы накопителя. Если накопление до предельной величины тока происходит быстро по сравнению с временем жизни пучка в накопителе, то после достижения предельного тока ускоритель либо выключается, либо переключается на другие эксперименты. В накопителе эксперименты происходят на накопленных пучках. Если же время жизни пучка сравнимо или меньше времени накопления, то накопление и эксперимент производятся одновременно. Ускоритель все время работает на подпитку накопителя.

§ 2. Вероятность взаимодействия частиц в сталкивающихся пучках

Получим оценки для вероятности взаимодействия частиц во встречных пучках ⁴⁷. Примем для простоты, что плотность частиц постоянна по сечению сгустка. Рассмотрим сначала столкновение двух одинаковых сгустков частиц, летящих навстречу друг другу со скоростями v_1 и v_2 в лабораторной системе координат.

Положим, что длина области взаимодействия l_0 , события из которой регистрируются аппаратурой, много меньше длины сгустков d_ϕ . Время, за которое частица пройдет область взаимодействия, равно l_0/v_1 . За это время в область взаимодействия попадут также частицы второго сгустка, находившиеся на расстоянии, не большем $l_0 v_2/v_1$.

Эффективная длина взаимодействия, таким образом, равна $l_0 \left(1 + \frac{v_2}{v_1}\right)$. Вероятность взаимодействия одной частицы на длине l_0 со вторым сгустком равна

$$W = n_2 \sigma l_0 \left(1 + \frac{v_2}{v_1}\right), \quad (3,2)$$

где n_2 — плотность частиц во втором сгустке, σ — эффективное поперечное сечение взаимодействия. Вероятность взаимодействия для всех N'_1 частиц первого сгустка равна

$$W = N'_1 n_2 \sigma l_0 \left(1 + \frac{v_2}{v_1} \right). \quad (3,3)$$

Таким образом, при одном столкновении двух сгустков вероятность какого-либо процесса с сечением σ , который регистрируется на длине взаимодействия l_0 , равна

$$W' = 2N'_1 N'_2 \frac{\sigma}{S} \frac{l_0}{d_\phi}, \quad (3,4)$$

где N'_1 , N'_2 — числа частиц в каждом сгустке, S — поперечное сечение сгустка. Вероятность в одну секунду W_1 можно получить отсюда, умножая W' на число столкновений сгустков в одну секунду. При обращении сгустков по замкнутой траектории число столкновений в одном месте орбиты равно частоте электрического поля q/T , где T — период обращения сгустков. Если под N_1 , N_2 понимать полное число частиц на орбите, то

$$W_1 = \frac{2N_1 N_2}{STq} \sigma \frac{l_0}{d_\phi}. \quad (3,5)$$

Для повышения точности эксперимента область взаимодействия l_0 должна быть как можно меньше. Это, а также некоторые другие соображения заставляют производить пересечение пучков, наклоненных под некоторым малым углом $\delta \ll 1$ рад к направлению движения. Обозначив длину, ширину и высоту сгустков соответственно d_ϕ , d_r и d_z для этого случая, получим

$$W_1 = \frac{2N_1 N_2 \sigma}{Tq\delta d_\phi d_r} = R\sigma. \quad (3,6)$$

Коэффициент R в этой формуле называется «светимостью».

§ 3. Затухание колебаний

Наличие излучения приводит к возникновению специфического радиационного затухания, уменьшающего фазовый объем, занятый сгустком. Затухание колебаний в накопителе характеризуется временем $\tau_{\text{зат}}$, в течение которого квадрат амплитуды колебаний уменьшается в e раз.

Для вертикальных колебаний, не связанных с другими колебаниями частиц, это время равно

$$\tau_z = \frac{E}{W_0} \lambda_z^{-1} = \frac{E}{\Delta E_{\text{изл}}} T, \quad (3,7)$$

где $\Delta E_{\text{изл}}$ — энергия излучения за время T одного оборота частицы, W_0 — мощность излучения в магнитном поле H_0 , $\lambda_z = \langle H^2/H_0^2 \rangle$. Соответствующие времена для радиальных и фазовых колебаний равны

$$\tau_r = \beta_r^{-1} \frac{E}{W_0}, \quad (3,8)$$

$$\tau_\phi = \beta_\phi^{-1} \frac{E}{W_0}. \quad (3,9)$$

Коэффициенты β_r и β_ϕ зависят от структуры магнитной системы и связаны соотношением $\beta_r + \beta_\phi = 3\lambda_2$. Коэффициент β_ϕ определяется следующей формулой^{48, 49}:

$$\beta_\phi = \left[2 - \langle (2n-1) \frac{\Psi}{\phi} \rangle \right] \lambda_2, \quad (3,10)$$

где ϱ — радиус кривизны, $\psi(\theta)$ — функция, описывающая периодическую орбиту, связанную с отклонением энергии частицы от равновесного значения. Воспользовавшись уравнением для $\psi(\theta)$, можно привести это выражение к следующему виду ⁴⁸:

$$\beta_\varphi = \lambda_2(2 - \alpha) + 2\lambda_1 - 2 \left\langle (n-1) \frac{\varrho_0^2}{\varrho^2} \frac{H-H_0}{H_0} \frac{\psi}{\varrho_0} \right\rangle, \quad (3,11)$$

где $\lambda_k = \langle H^k/H_0^k \rangle$, индексом нуль снабжены величины, принятые за стандартные. В слабофокусирующем накопителе $\alpha = \frac{1}{1-n}$, $\lambda_2 = \lambda_1$, $\beta_\varphi = \frac{3-4n}{1-n} \lambda_2$, $\beta_r = \frac{n}{1-n} \lambda_2$, т. е. при $n < 0,75$ затухают и фазовые, и радиальные колебания. В сильнофокусирующем накопителе без демпфирования $H = H_0$, $\alpha \ll 1$, $\beta_\varphi = 2(\lambda_2 + \lambda_1) > 0$, $\beta_r = -2\lambda_1 + \lambda_2 < 0$, т. е. радиальные колебания испытывают антизатухание ³⁶. Благодаря этому сильнофокусирующий накопитель без демпфирования за очень короткое время теряет пучок.

Возможны несколько способов демпфирования колебаний ⁴⁹⁻⁵³. Один из удобных способов демпфирования радиальных колебаний заключается в уменьшении магнитного поля в фокусирующих по r магнитах по сравнению с полем дефокусирующих. Из формул, полученных в работе ⁴⁸, легко получить следующую оценку для относительной разности полей:

$$\frac{H_D - H_F}{H_D} = 1 - \frac{\int_{n>0} \psi d\theta}{\int_{n<0} \psi d\theta}. \quad (3,12)$$

Формула (3,12) получена в предположении, что демпфирование осуществляется таким образом, чтобы фокусирующие свойства системы не менялись, т. е. остались неизменными градиенты, одинаковые в обоих типах магнитов, и их длины. Уменьшение поля в фокусирующих блоках приводит к увеличению радиуса кривизны и уменьшению расстояния до нейтрального полюса в этих блоках.

Другой способ демпфирования колебаний использован в проекте накопителя *Adone* (см. § 3 гл. IV).

В дальнейшем мы будем предполагать, что система обеспечивает затухание всех типов колебаний, так что $\beta_r > 0$, $\beta_\varphi > 0$. Наибольшее из времен $\tau_{\text{зат}}$ определяет интервал времени между двумя последовательными впусками частиц в накопитель. Этот интервал должен удовлетворять неравенству $\Delta t > \tau_{\text{зат}}$.

Интервал времени Δt определяет максимальное число частиц, которое можно накопить на данной установке. Если при каждой инжекции захватывается в накопитель ΔN частиц, то установившееся число частиц определяется соотношением

$$N = \frac{\tau_{\text{эфф}}}{\Delta t} \Delta N, \quad (3,13)$$

где $\tau_{\text{эфф}}$ — эффективное время жизни пучка (время, за которое число частиц при отсутствии инжекции уменьшается в e раз).

§ 4. Потери частиц и время жизни пучков в накопителе

Имеется много причин, по которым частицы теряются из накопителя. Все их можно считать независимыми. Если для каждой причины ввести свое парциальное время жизни τ_i , то эффективное время жизни

определяется тогда из формулы

$$\tau_{эфф} = \left(\sum_i \frac{1}{\tau_i} \right)^{-1}. \quad (3,14)$$

Основными причинами потерь частиц в накопителе являются:

1. **Тормозное излучение.** Излучение кванта с энергией $\Delta E > (\Delta E)_{доп}$, где $(\Delta E)_{доп}$ — ширина сепаратрисы, происходящее при столкновении электронов с атомами остаточного газа, приводит к выпадению частицы из области устойчивости продольного движения. Частица постепенно теряет свою энергию (путем синхротронного излучения), траектория ее сворачивается до тех пор, пока частица не потеряется на стенке вакуумной камеры. Время жизни по отношению к этому процессу равно ⁵⁴

$$\tau_{br} = \frac{6,5 \cdot 10^{-2}}{Z^2 p \ln \frac{E}{(\Delta E)_{доп}}} \approx \frac{2,7 \cdot 10^{-4}}{p} \text{ сек.} \quad (3,15)$$

Здесь p — давление (в мм рт. ст.) остаточного газа с атомным номером Z . Как видно, время τ_{br} практически не зависит ни от каких других параметров накопителя. Для того чтобы пучок существовал время, большее $3 \cdot 10^5$ сек, давление в камере не должно превышать величины 10^{-9} мм рт. ст.

Заметим кстати, что пучок электронов представляет собой потенциальную яму для положительных ионов остаточного газа. Поэтому давление в области движения пучка может существенно отличаться от давления в остальной части камеры. Для устранения этого эффекта накопитель должен быть снабжен очищающим электрическим полем. Очищающие электроды должны быть сконструированы таким образом, чтобы возможно меньше возмущать движение частиц в накопителе ⁸⁴. Для этого очищающее электрическое поле должно достаточно часто менять свой знак вдоль равновесной траектории.

2. **Однократное кулоновское рассеяние.** Рассмотрим вначале столкновение частиц внутри сгустка между собой ⁸⁷. При таком столкновении частица может получить настолько большой дополнительный продольный импульс, при котором она выйдет из области устойчивости синхротронных колебаний. Время жизни пучка по отношению к этому эффекту пропорционально $E^{9/2}$, а при наличии радиально-вертикальной связи колебаний даже $\sim E^{11/2}$. Именно такой характер времени жизни пучка был обнаружен экспериментально в установке AdA ⁸⁷.

При упругом рассеянии на атомах остаточного газа, частица теряется из-за столкновения со стенкой камеры (в основном горизонтальной), если угол рассеяния превышает величину $\theta_{min} \approx 4b_z Mv_z/L$, где Mv_z — число вертикальных бетатронных колебаний на длине орбиты L , b_z — полувысота камеры. Время жизни по отношению к этому процессу равно ⁵⁴

$$\tau_{sc} = \frac{4,7 \cdot 10^{-40} \tau_{min}^2}{Z^2 p} \left(\frac{E}{mc^2} \right)^2 \text{ сек;} \quad (3,16)$$

τ_{sc} растет как $(E/mc^2)^2$, а при заданной угловой апертуре камеры (b_z/L) пропорционально $(Mv_z)^2$.

3. **Флуктуации излучения.** Этот процесс приводит к стохастическому увеличению размеров пучка ^{35-39, 61-66} и, следовательно, к потерям частиц. Затухание колебаний препятствует увеличению размеров, так что совместное действие затухания и флуктуаций приводит к установлению равновесных, не зависящих от времени среднеквадратичных амплитуд колебаний. Среднеквадратичная амплитуда радиальных

колебаний определяется выражением⁵⁵

$$\overline{A}_r^2 = 2,68 \cdot 10^3 \frac{|\Phi_r|_{\max}^2 \left| \left\langle \frac{Q_0}{Q} \Phi_r \right\rangle \right|^2 \lambda_3 r_0 Q_0}{M^4 \sin^2(\pi M \nu_r) \cdot \lambda_1^4 \beta_r} \left(\frac{E}{mc^2} \right)^2. \quad (3,17)$$

Аналогичные выражения для радиально-фазовых и фазовых колебаний:

$$\overline{A}_{r\text{вын}}^2 = 1,34 \cdot 10^3 \frac{|\Phi_r|_{\max}^2 \left| \left\langle \frac{Q_0}{Q} \Phi_r \right\rangle \right|^2 \lambda_3 r_0 Q_0}{M^4 \sin^2(\pi M \nu_r) \cdot \lambda_1^4 \beta_\varphi} \left(\frac{E}{mc^2} \right)^2, \quad (3,18)$$

$$\overline{A}_\varphi^2 = 4,08 \cdot 10^2 \frac{\lambda_3 \lambda_1}{\lambda_2 \beta_\varphi} \frac{q\alpha}{\operatorname{tg} \varphi_0} \frac{mc^2}{E}. \quad (3,19)$$

В этих формулах Φ — функция Флоке, нормированная условием

$$\frac{\Phi d\Phi^*}{d\theta} - \frac{\Phi^* d\Phi}{d\theta} = -2i.$$

Флуктуации излучения приводят также к раскачке вертикальных бетатронных колебаний, если учесть, что излучение кванта может происходить под углом к направлению скорости движущейся частицы. Величина этого угла имеет порядок (mc^2/E) . Этот эффект имеет место также и для радиальных колебаний, однако для них он является лишь малой добавкой к основному. Для вертикальных же колебаний только с учетом этого обстоятельства флуктуации излучения приводят к раскачке^{36-39, 52, 56}. Величина среднеквадратичной амплитуды вертикальных колебаний определяется формулой

$$\overline{A}_z^2 = \frac{13 \sqrt{3}}{48} \frac{\hbar}{mc} |\Phi_z|_{\max}^2 |\overline{\Phi_z}|^2 \frac{\lambda_1}{\lambda_2} Q_0. \quad (3,20)$$

Время жизни пучка является функцией отношения $\xi = A_{\text{доп}}^2 / \overline{A}^2$, где $A_{\text{доп}}$ — размер соответствующей области устойчивости колебаний. Для $\xi \gg 1$ оно определяется формулой^{57, 58}

$$\tau_{\text{рад}} = [\overline{E}_i(\xi) - \ln \xi - 0,577] \tau_{\text{ват}}, \quad (3,21)$$

где \overline{E}_i — интегральная экспонента⁶⁸. Чтобы время жизни из-за флуктуаций излучения было порядка $3 \cdot 10^5$ сек (при $\tau_{\text{ват}} \approx 10^{-2}$ сек), необходимо выполнение неравенства $\xi \gtrsim 30$.

Для радиальных и радиально-фазовых колебаний можно добиться выполнения этого неравенства, увеличивая радиальные размеры вакуумной камеры и рабочей области магнитного поля. Для фазовых колебаний необходимо увеличивать φ_0 и уменьшать кратность высокой частоты. Из формулы (3,19) видно, что вследствие малости α в сильнофокусирующей системе легче получить большое время жизни (по отношению к рассматриваемому процессу), чем в слабофокусирующей. Для вертикальных колебаний требуемое неравенство заведомо выполняется в силу малости среднеквадратичных амплитуд \overline{A}_z^2 .

Для $\xi \sim 1$ формула (3,21) теряет свою силу. Времена жизни в этих случаях можно определить из формул и графиков работы⁵⁷.

4. Многократное кулоновское рассеяние на атомах остаточного газа. Многократное рассеяние приводит к стохастической раскачке бетатронных колебаний (радиальных и вертикальных). Величину установившейся среднеквадратичной амплитуды из-за

рассеяния можно оценить по формуле ⁵⁴

$$\overline{A_{r,z}^2} = 3,64 \cdot 10^5 \frac{Z^2 P |\Phi_{r,z}|_{\max}^2 |\Phi_{r,z}|^2}{\beta_{r,z} M^2 \lambda_1^2} Q_0^4 \Lambda \left(\frac{mc^2}{E} \right)^5 \text{ см}^2, \quad (3,22)$$

где M — число периодов градиента, Λ — кулоновский логарифм.

К потерям частиц (и к уменьшению времени жизни) могут приводить и другие причины, увеличивающие амплитуды колебаний частиц (шумы частоты и напряжения электрического поля, прохождение через мелкие нелинейные резонансы и т. п.).

Заметим, что формулы настоящего параграфа можно применять и для слабофокусирующего накопителя. Для этого в тех из них, куда входит величина $|\Phi|_{\max}^2 \left(\frac{Q_0}{\lambda_1 M} \right)^2$, она должна быть заменена на Q^2/k , где $k = n$ для вертикальных и $k = 1 - n$ для радиальных колебаний.

§ 5. Оценки размеров сгустков

Размеры сгустка играют важную роль при выборе параметров накопителя, так как они наряду с требованиями инжекции определяют необходимые размеры рабочей области магнитного поля и скорость реакций в сталкивающихся пучках.

Формулы предыдущего параграфа дают возможность оценить размеры сгустков. В дальнейшем под размером сгустка мы будем понимать удвоенную установившуюся среднеквадратичную амплитуду колебаний $2\sqrt{A^2}$.

Вертикальный размер сгустка определяется главным образом двумя эффектами. Во-первых, флуктуациями излучения. Вертикальный размер сгустка из-за этой причины можно определить из формулы (3,20). Во-вторых, разброс частот бетатронных колебаний частиц, возникающих из-за зависимости частоты от энергии, также может привести к расширению пучка. Действительно, если в магнитной системе имеются резонансные возмущения, приводящие к увеличению амплитуды колебаний, то величина приращения амплитуды зависит от расстояния $M\epsilon$ между частотой колебаний и резонансной частотой. Например, для случайных, от блока к блоку, отклонений магнитного поля, дополнительное расширение пучка из-за разброса частот $\Delta M\nu_z$ равно

$$\Delta d_z = |\Phi_z|_{\max} \frac{\left(\frac{l}{2\pi} \right)^2}{2Q_0 M \epsilon} \sqrt{2M} \sqrt{\sum_{h=1}^M \frac{(H_h - H_0)^2}{MH_0^2}} \left| \left\langle \frac{Q_0}{Q} \Phi_z \right\rangle \right| \Delta M\nu_z. \quad (3,23)$$

Сечение пучка в месте столкновения должно быть как можно меньше. Поэтому, а также вследствие стремления увеличить область захвата частиц по энергиям необходимо компенсировать зависимость бетатронных частот от энергии. Многократное кулоновское рассеяние в накопителях электронов играет, по-видимому, второстепенную роль ⁵⁹.

Радиальные размеры сгустка определяются квантовыми флуктуациями излучения. Увеличением радиального размера из-за многократного рассеяния, которое имеет тот же порядок, что и для вертикальных колебаний, можно пренебречь. Для определения радиального размера нужно учитывать как свободные, так и вынужденные колебания: $d_r = 2\sqrt{A_{\text{своб}}^2 + A_{\text{вын}}^2}$.

Наконец, продольный размер сгустка также определяется квантовыми флуктуациями излучения. Длину сгустка в градусах электрического поля

можно вычислить из (3,19). Линейная длина сгустка равна

$$d_{\Phi} = \frac{L}{q} \cdot \frac{2\sqrt{A_{\Phi}^2}}{2\pi}. \quad (3,24)$$

И, наконец, разброс частиц в сгустке по энергиям определяется формулой

$$\left(\frac{\Delta E}{E}\right)^2 = \frac{1}{2} \left(\frac{\Omega}{q\omega a}\right)^2 A_{\Phi}^2, \quad (3,25)$$

где Ω и ω — частоты фазовых колебаний и обращения соответственно.

Произведение $d_r d_z = S$ в месте столкновения определяет скорость реакций в сталкивающихся пучках. Величины d_r , d_z в месте столкновения определяются из тех же формул (3,17), (3,18) и (3,20), в которых $|\Phi|_{\max}^2$ нужно заменить на $|\Phi|^2$ в точке столкновения сгустков.

Из формул (3,17) и (3,18) видно то упоминавшееся выше обстоятельство, что поперечные размеры сгустков и, следовательно, скорость реакций в сильнофокусирующем накопителе больше, чем в слабофокусирующем.

Отметим еще, что размеры сгустков в накопителе удовлетворяют сильным неравенствам

$$d_z \ll d_r \ll d_{\Phi}, \quad (3,26)$$

так что сгустки частиц напоминают длинные и широкие ленты.

§ 6. Электромагнитное взаимодействие сгустков в накопителе

Перейдем теперь к эффектам, ограничивающим величину тока накапливаемых частиц. Главным из них является электромагнитное взаимодействие ^{45, 47, 49} сгустков.

Электромагнитное взаимодействие частиц между собой имеет место также и в ускорителях. Однако, для ускорителей его величина существенно меньше, поскольку сила электрического отталкивания зарядов в сгустке для ультрарелятивистских частиц почти полностью компенсируется силой магнитного притяжения между ними.

Взаимодействие частиц, принадлежащих одному сгустку, имеет в накопителе такой же характер. Однако здесь добавляется, кроме того, взаимодействие частиц, принадлежащих двум разным сталкивающимся сгусткам. Для такого взаимодействия электрическая и магнитная силы складываются. Для накопителя электронов к электрическому отталкиванию одноименных зарядов добавляется магнитное отталкивание встречных токов. Для накопителя электронов и позитронов электрическое притяжение разноименных зарядов складывается с магнитным притяжением токов, текущих в одну сторону. Это взаимодействие приводит к сдвигу частот бетатронных колебаний и расхождению равновесных орбит частиц, движущихся в противоположных направлениях. При достаточно большой плотности частиц в сгустках расхождение орбит может стать больше поперечных размеров сгустков. При этом сгустки вообще перестают сталкиваться.

Рассмотрим оба эффекта на примере накопителя электронов и позитронов. Примем для простоты, что сгустки имеют форму плоских лент, размеры которых по высоте, ширине и длине удовлетворяют неравенствам (3,26). Распределение заряда внутри сгустка будем считать равномерным. Эти предположения, по-видимому, не слишком далеки от действительности. На рис. 6 и 7 схематически изображены вертикальные

составляющие силы $f_z(z)$, действующей на частицу со стороны двигающегося навстречу сгустка, для двух различных взаимных положений сгустков в момент встречи — для разошедшихся в вертикальном направлении сгустков и для полностью перекрывающихся. Эти два случая являются крайними.

Из характера зависимости $f_z(z)$ следует, что для разошедшихся сгустков поправка к частоте бетатронных колебаний содержит дополнительный множитель $(mc/p)^2$ и ею можно пренебречь. Это объясняется слабой зависимостью $f_z(z)$, связанной только с отличием β^2 от 1. Главный эффект состоит в искажении равновесной орбиты сгустков.

Предположим, что сгустки в месте встречи разошлись на расстояние, большее высоты сгустков. Легко получить выражение для силы, действующей на частицу одного из сгустков (например, первого) со стороны второго ($\beta = 1$):

$$f_z = 4\pi \frac{N_2 |e| e}{d_\Phi d_r q} \eta(\theta). \quad (3.27)$$

Функция $\eta(\theta)$ характеризует зависимость силы взаимодействия от азимута θ . Вследствие периодичности встреч сгустков $\eta(\theta)$ есть периодическая функция θ .

Длина периода функции $\eta(\theta)$ зависит от характера равновесных орбит сгустков. На рис. 8 изображена функция $\eta(\theta)$ для двух возможных периодических орбит. В случае а) сгустки после каждой встречи меняются местами (в смысле отклонения от средней плоскости). В случае б) сгустки проходят места встречи всегда с одной стороны от средней плоскости.

Под действием периодической силы $f_z(\theta)$ возникает новая равновесная орбита $z(\theta)$. Для функции $\eta(\theta)$, изображенной на рис. 8, а, значение z в месте встречи сгустков получается равным

$$z_1 = -\frac{N_2 |e| e}{2E q} \frac{l}{d_r} |\Phi_z|^2 \operatorname{tg} \frac{\pi M v_z}{2q}, \quad (3.28)$$

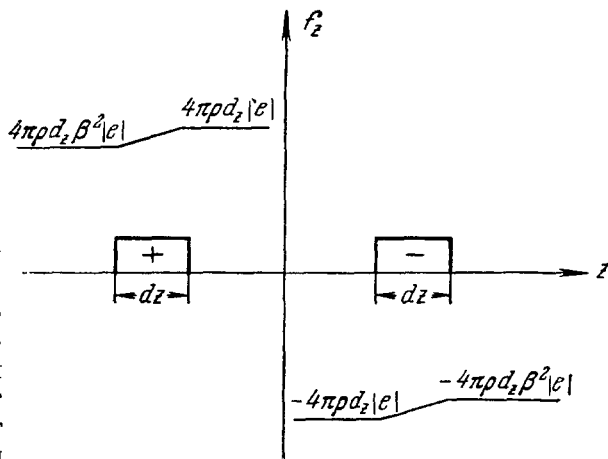


Рис. 6. Вертикальные составляющие сил f_z , действующих на электроны и позитроны, для сгустков разошедшихся в вертикальной плоскости.

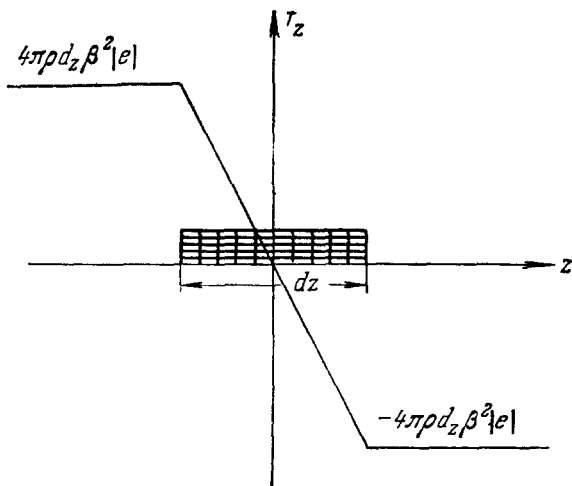


Рис. 7. Вертикальная составляющая силы $f_z(z)$, действующая на частицу, для полностью перекрывающихся сгустков.

где $l = \frac{L}{M}$ — длина периода магнитной системы. Для функции $\eta(\theta)$, изображенной на рис. 8, б,

$$z_1 = \frac{N_2 |e| e}{2Eq} \frac{l}{d_r} |\Phi_z|^2 \operatorname{ctg} \frac{\pi M v_z}{2q}. \quad (3,29)$$

Анализ полученных выражений показывает, что только одно из них соответствует устойчивой периодической орбите. Именно, если $\operatorname{tg} \frac{\pi M v_z}{2q} > 0$, то отклонение (3,28) соответствует устойчивой периодической орбите, а (3,29) — неустойчивой, и наоборот.

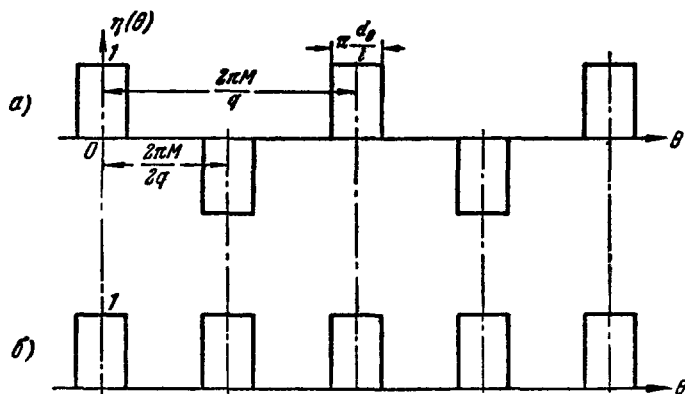


Рис. 8. Периодическая функция $\eta(\theta)$, учитывающая взаимное положение сгустков электронов и позитронов в моменты встречи.

Расстояние между сгустками в момент встречи равно $z_1 + z_2$. Из условия $z_1 + z_2 < d_z$ можно определить предельное число частиц, при котором столкновения еще возможны. Для случая $N_1 = N_2 = N$

$$N_{\text{крит}} = \frac{Eq d_r d_z}{e^2 l |\Phi_z|^2} \begin{cases} \operatorname{ctg} \frac{\pi M v_z}{2q}, & \text{если } \operatorname{tg} \frac{\pi M v_z}{2q} > 0, \\ -\operatorname{tg} \frac{\pi M v_z}{2q}, & \text{если } \operatorname{tg} \frac{\pi M v_z}{2q} < 0. \end{cases} \quad (3,30)$$

Заметим, что величина расхождения или предельного тока зависит от того, какая из двух возможных орбит является устойчивой. При правильном выборе соотношения между $M v_z$ и q величина предельного тока может оказаться на порядок выше. Формула, аналогичная (3,30), была впервые получена в работе ⁶⁹ для слабофокусирующего накопителя.

Изучение равновесных орбит с другим характером периодичности (например, периодичность через два, три и т. д. расстояния между местами встречи) приводит к выводу о возможности дополнительного расслоения сгустков в вертикальной плоскости ⁷⁰, так как возникает большое число устойчивых равновесных орбит.

Предположим теперь, что сгустки во время столкновения перекрываются. Главным эффектом в этом случае становится сдвиг частот вертикальных колебаний. Вертикальная составляющая силы в этом случае равна (см. рис. 7)

$$f_z = -8\pi \frac{N_2 e^2}{d_\Phi d_r d_z q} z \eta(\theta). \quad (3,31)$$

В этом случае функция $\eta(\theta)$ соответствует рис. 8, б. Отсюда получается

сдвиг частоты

$$\Delta M\nu_z = \frac{N_2 e^2 M l}{\pi d_r d_z E q} |\Phi_z|^2. \quad (3,32)$$

Если не приняты меры для компенсации эффекта, то отсюда также можно определить предельное число частиц, для которого движение еще устойчиво. Задав допустимый сдвиг частоты $(\Delta M\nu_z)_{\text{доп}}$ (этой величиной, может быть, например, расстояние до ближайшего резонанса), легко получить

$$N_{2 \text{ пред}} = \frac{\pi d_r d_z q E (\Delta M\nu_z)_{\text{доп}}}{e^2 M l}. \quad (3,33)$$

Сдвиг частот в случае перекрывающихся сгустков происходит в одну сторону для частиц, принадлежащих к обоим сгусткам. Для накопителя электронов и позитронов частоты вертикальных бетатронных колебаний увеличиваются, для накопителя электронов — уменьшаются. Величина сдвига для данного сгустка пропорциональна числу частиц в другом сгустке. Вследствие этого сдвиги частот в случае токов разной величины оказываются разными, и их невозможно скомпенсировать с помощью квадрупольных линз. Можно думать поэтому, что накопление одинаковых токов можно производить до существенно больших величин, чем накопление пучков разной интенсивности.

Рассмотренное выше расхождение орбит можно использовать для накопления больших токов, поскольку после расхождения орбит сдвиг частот становится совершенно ничтожным. Плотность тока в этом случае ограничивается только взаимодействием частиц внутри сгустка, которое порядка $(mc/p)^2$ по отношению к взаимодействию частиц встречных сгустков.

IV. КОНСТРУКТИВНЫЕ ОСОБЕННОСТИ НАКОПИТЕЛЕЙ

Современная ускорительная техника располагает весьма скромным опытом создания накопительных установок. Целый ряд принципиальных вопросов и инженерных проблем, касающихся работы накопителей, еще не получил экспериментальной проверки. Самый процесс взаимодействия двух пучков значительной интенсивности нуждается в глубоком изучении. Тем не менее уже сейчас можно указать ряд интересных конструктивных решений.

Настоящая глава посвящена обзору конструкций некоторых строящихся накопителей.

§ 1. Стэнфордский накопитель электронов

Накопитель Стэнфордского университета для двух электронных пучков на энергию 500 Мэв является одним из первых проектов эксперимента на встречных пучках⁷¹⁻⁷⁴.

На рис. 9 показана общая схема установки (а) и сечение магнита (б). Магнит представляет собой систему из двух колец, по четыре сектора в каждом. При радиусе кривизны 1,4 м магнитное поле на равновесной орбите составляет 12 кэ.

Пучки электронов в каждом из колец движутся в плане по направлению часовой стрелки. В прямолинейном промежутке, являющемся общим для двух колец, происходит взаимодействие пучков.

Все секторы магнита имеют одинаковую структуру. Поскольку траектории двух пучков на участках электромагнита, примыкающих к общему прямолинейному промежутку, весьма близки, невозможно обеспечить

на этих участках для каждого из пучков тот же знак градиента, что и на всем кольце. Поэтому при ширине магнитной дорожки 15 см магнитное поле на расстоянии 38 см от каждого края сектора принято однородным ($n = 0$)⁷⁴. Центральная часть сектора имеет $n = +1,05$. Общий вес электромагнита равен 46 т.

Каждое кольцо имеет два резонатора с добротностью 5000, работающих на частоте 25,8 Мгц. Амплитуда напряжения в резонаторе 40 кв.

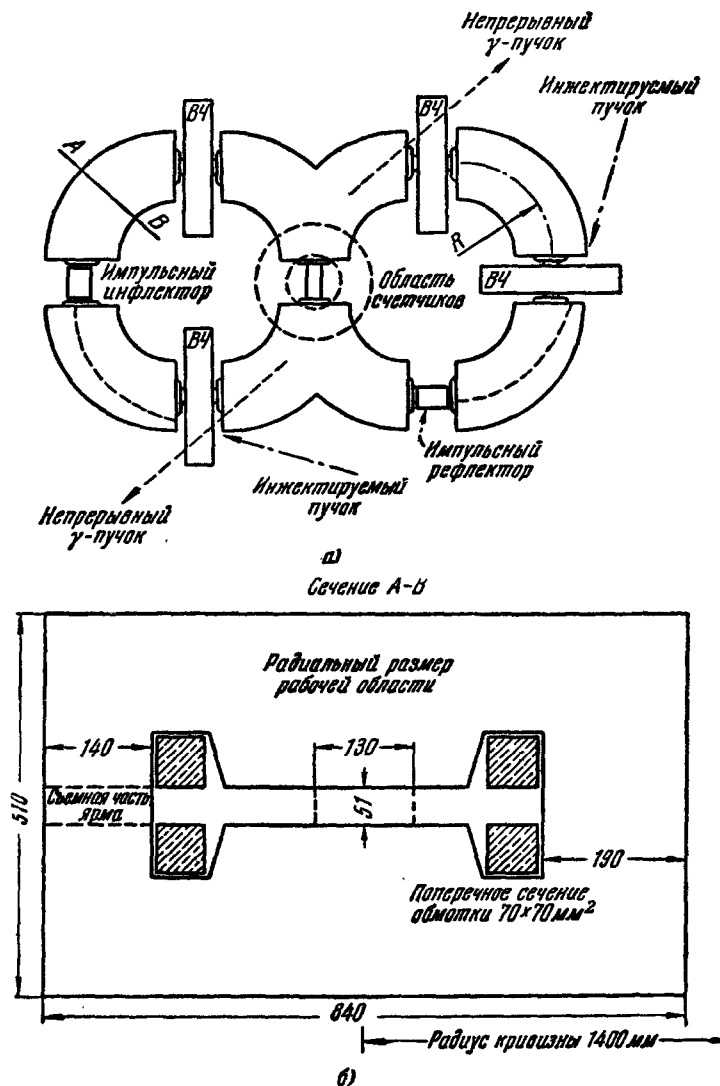


Рис. 9. Схема Стэнфордского накопителя электронов.

Инжектором накопителя является линейный ускоритель, дающий импульсный ток 8 ма в интервале энергий $\Delta E/E = \pm 0,5\%$. Длительность импульса может быть сделана ~ 100 наносек при частоте посылок 60 раз в секунду. С помощью системы электромагнитов инжектируемый пучок направляется в то или другое кольцо.

Прежде чем захватиться в режим накопления инжектируемые электроны проходят один сектор электромагнита вне области движения цирку-

лирующего пучка (рис. 10). При этом около половины пути они движутся по магнитному каналу, а затем, пройдя некоторый путь в зазоре электромагнита, попадают в импульсный инфлектор.

Инфлектором служит импульсный ферритовый магнит, разделенный по длине на три секции, по 10 см каждая, питаемые параллельно. Величина импульса на входе одновитковой обмотки инфлектора составляет 25 кв. Эти импульсы создают в обмотке инфлектора ток 2500 а, что обеспечивает магнитное поле в зазоре инфлектора 3100 э. Такая величина магнитного поля дает отклонение электронов на угол 0,06 радиана. Инжекция может

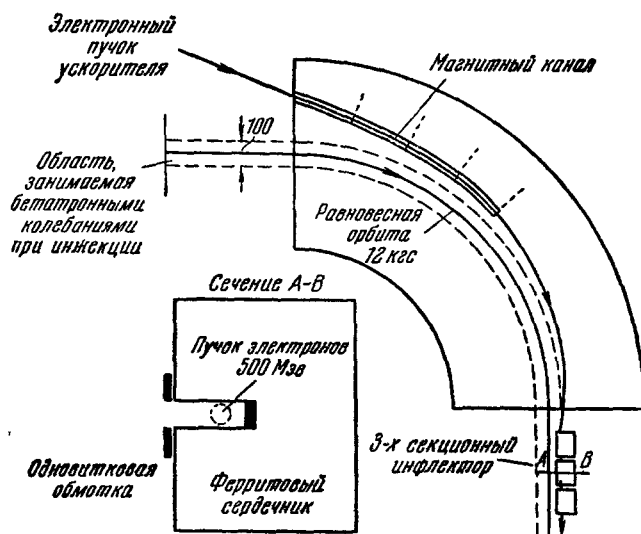


Рис. 10. Схема ввода электронов в Стэнфордский накопитель.

длиться не более 4 оборотов, так как после четвертого оборота пучок подходит к зазору инфлектора и магнитное поле в зазоре при этом должно отсутствовать. В соответствии с этим длительность импульса инфлектора равна 60 наносек, при крутизне фронтов ~ 50 наносек.

Согласно теоретическим расчетам азимутальный, радиальный и вертикальный размеры накопленного пучка соответственно равны 60 см, 5 мм и нескольким десяткам микрон. Для достижения «светимости» $R \approx 3 \cdot 10^{30} \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1}$ (см. 3,6)) при упомянутых размерах пучка необходимо иметь циркулирующий ток в каждом кольце $\sim 1,5$ а.

Ввиду того что предельный ток из-за электромагнитного взаимодействия сгустков (см. § 6 гл. III) значительно меньше этой величины, в Стэнфордском накопителе предусмотрена возможность пересечения пучков под малым углом в вертикальной плоскости. Для этой цели по краям общего прямолинейного промежутка установлены магниты, создающие радиальное магнитное поле $H = 4000$ э на длине 10 см. Под влиянием этих магнитов пучок пересекается в месте встречи под углом $\delta \approx 0,03 \text{ рад}$. Максимальное смещение орбиты от средней плоскости составляет при этом ~ 5 мм.

Благодаря пересечению пучков эффективность их взаимодействия не зависит от вертикального размера пучка, а область взаимодействия локализуется в пределах нескольких сантиметров по азимуту.

Среднее время жизни пучка при вакууме 10^{-9} мм рт. ст. ожидается порядка 30 часов.

Для проведения эксперимента по рассеянию электронов на электронах предусмотрено использование около 100 счетчиков. Они располагаются по сферической поверхности радиусом 30 см вокруг центра прямолинейного промежутка, за исключением тех мест, где камера или магнит не позволяют их установить. Каждая пара счетчиков, симметрично расположенных относительно центра прямолинейного промежутка, включена

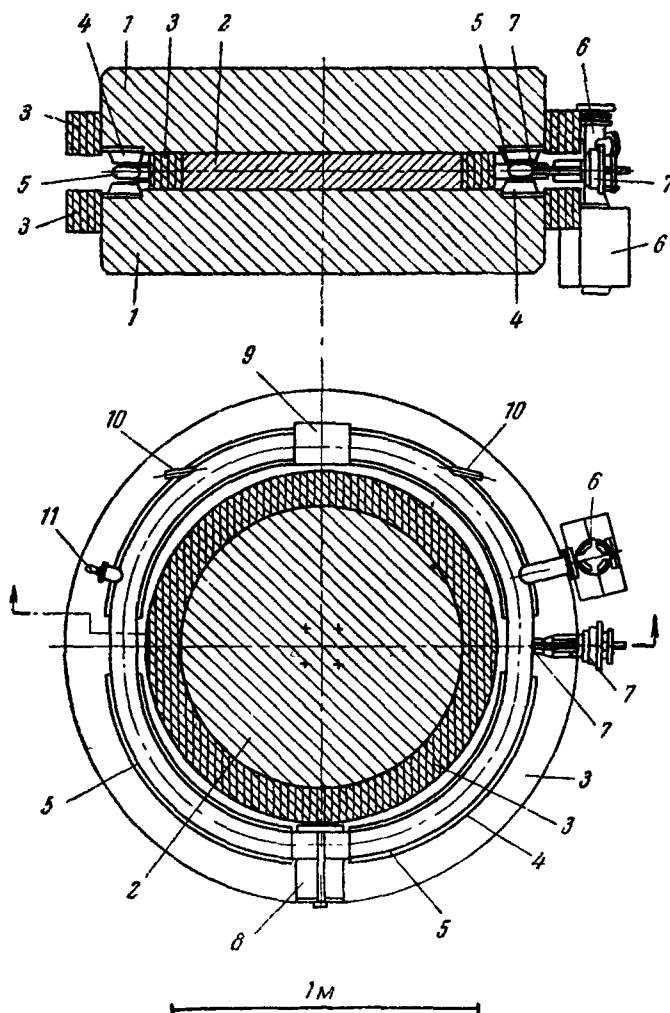


Рис. 11. Схема установки AdA.

1 — Верхнее и нижнее ярма магнита; 2 — сердечник магнита; 3 — обмотка; 4 — полюсные наконечники; 5 — вакуумная камера; 6 — титановый насос; 7 — мишень; 8 — резонатор; 9 — промежуток для экспериментов; 10 — смотровое окно; 11 — манометр.

на совпадение. Поскольку при упругом рассеянии электроны вылетают в противоположных направлениях, такой способ включения позволяет значительно снизить отношение фон/эффект. Дальнейшее улучшение этого отношения может быть достигнуто путем ограничения энергетического интервала детектируемых частиц, поскольку рассеянные электроны имеют ту же энергию, что и налетающие (кроме случаев с излучением γ -квантов).

Полное число регистрируемых актов рассеяния, ожидаемое на Стэнфордском накопителе, равно ~ 3 случая/сек.

Другой возможностью использования накопителя является получение непрерывных γ -пучков (см. рис. 9) путем многократного прохождения накопленных частиц через тонкую или газовую мишень. Для вывода этих пучков из накопителя ярмо магнита снабжено съемной частью.

Основные параметры накопителя приведены в сводной табл. VI ⁷⁵.

§ 2. Накопитель Национальной лаборатории Фраскати (AdA)

Накопитель AdA (anello di accumulazione) на энергию 250 Мэв был создан с целью изучения процесса накопления ⁷⁶. Испытания накопителя

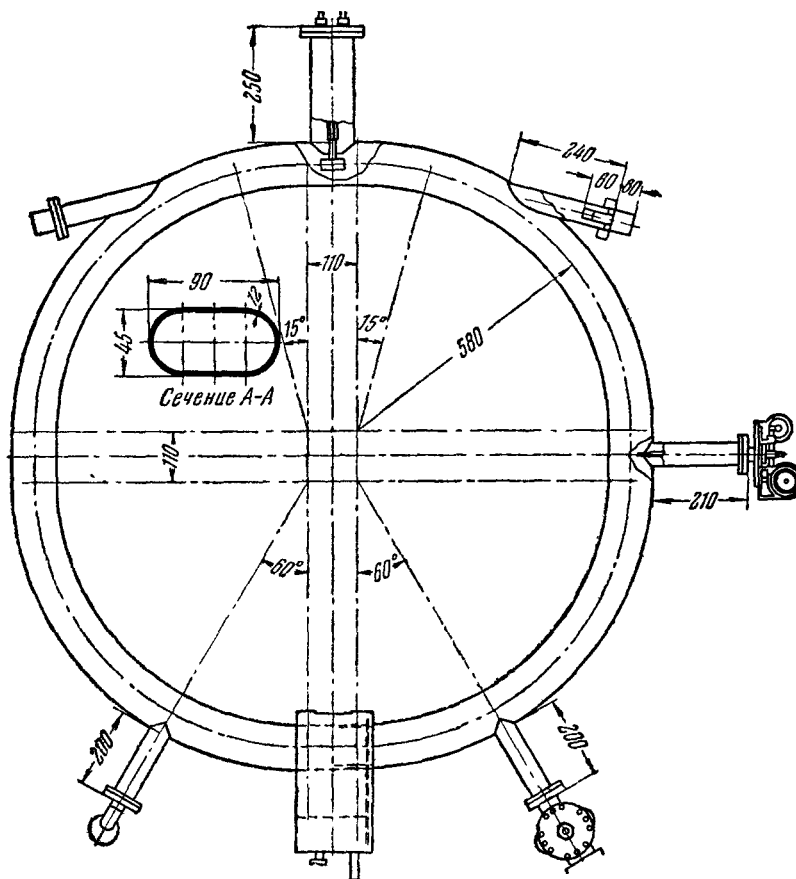


Рис. 12. Один из вариантов вакуумной камеры накопителя AdA. В верхней части рисунка показано расположение магнитного инфлектора, снятого впоследствии.

показали, что установка может быть использована также и для физического эксперимента.

Магнит AdA (рис. 11) состоит из центрального сердечника 2, верхнего и нижнего ярма 1 и полюсных наконечников 4, обеспечивающих в зазоре показатель спада магнитного поля $n = 0,6$. Полюсные наконечники образуют четыре квадранта по 90° , разделенных «прямолинейными» промежутками длиной по 18 см. Высота зазора между полюсными наконеч-

никами составляет 5,0 см. Номинальное значение магнитного поля в зазоре около 14 000 э. «Прямолинейные» промежутки не являются полностью свободными от магнитного поля, а лишь имеют увеличенный зазор, равный расстоянию между верхним и нижним ярмом.

В зазоре электромагнита расположена вакуумная камера (рис. 12), выполненная из нержавеющей стали толщиной 1,2 мм. Криволинейные участки камеры изготовлены с помощью штамповки верхней и нижней стенок и последующей аргонно-дуговой сварки по наружному и внутреннему радиусам камеры. Полученный криволинейный участок подвергался электрополировке с применением электролита E262 фирмы Delmet Milano. По окончании электрополировки производилась сварка всех узлов

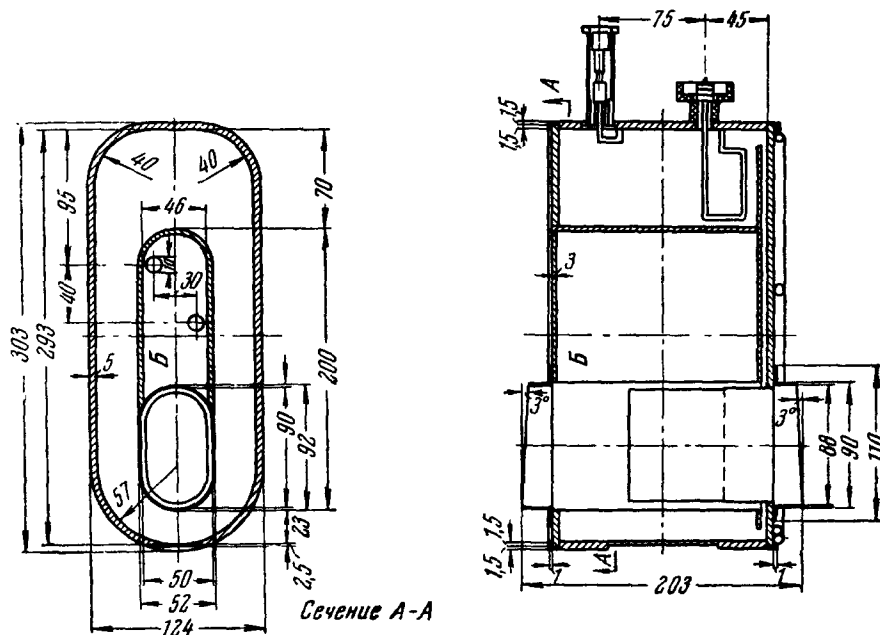


Рис. 13. Резонатор накопителя *Ada*. Объем *Б* является водяным радиатором, служащим для охлаждения резонатора проточной водой.

камеры, включая резонатор, мишень и т. п. Полностью собранная камера откачивалась диффузионным насосом с азотной ловушкой до давления порядка $1 \cdot 10^{-6}$ мм рт. ст. В процессе этой откачки, продолжавшейся около 4 суток, камера и все расположенные на ней узлы нагревались до температуры $t = 400^\circ \text{C}$. При этом камера была разделена на 8 участков, на каждом из которых температура принудительно стабилизировалась. Затем диффузионный насос был отделен от камеры, включен титановый трехэлектродный насос Varian производительностью 75 л/сек, и после непродолжительной откачки получен вакуум, равный 10^{-9} мм рт. ст. Наилучший вакуум, полученный в камере *Ada*, составляет $2 \cdot 10^{-10}$ мм рт. ст.

После достижения рабочего вакуума камера устанавливается в зазоре электромагнита и откачка производится непрерывно в течение всего периода запланированных экспериментов.

Потери на излучение составляют в *Ada* 580 эв/об. Они компенсируются высокочастотным полем, создаваемым объемным резонатором (рис. 13), работающим на частоте 147 Мгц. Питание резонатора осуществляется от генератора с независимым возбуждением.

Размеры прямолинейного промежутка сильно ограничивают габариты резонатора. По этой причине для создания резонатора на длину волны около двух метров с размерами порядка $13 \times 20 \times 30$ см³ приходится вводить большую сосредоточенную емкость. Это значительно снижает добротность резонатора. Для резонатора *AdA*, показанного на рис. 13, добротность оказалась равной 600, а шунтовое сопротивление $R_{ш} = 60$ ком. Амплитуда высокочастотного напряжения на зазоре резонатора достигает 10 кв.

Поскольку кратность высокой частоты равняется 2, то в камере находятся 2 сгустка электронов и 2 сгустка позитронов. При этом на орбите

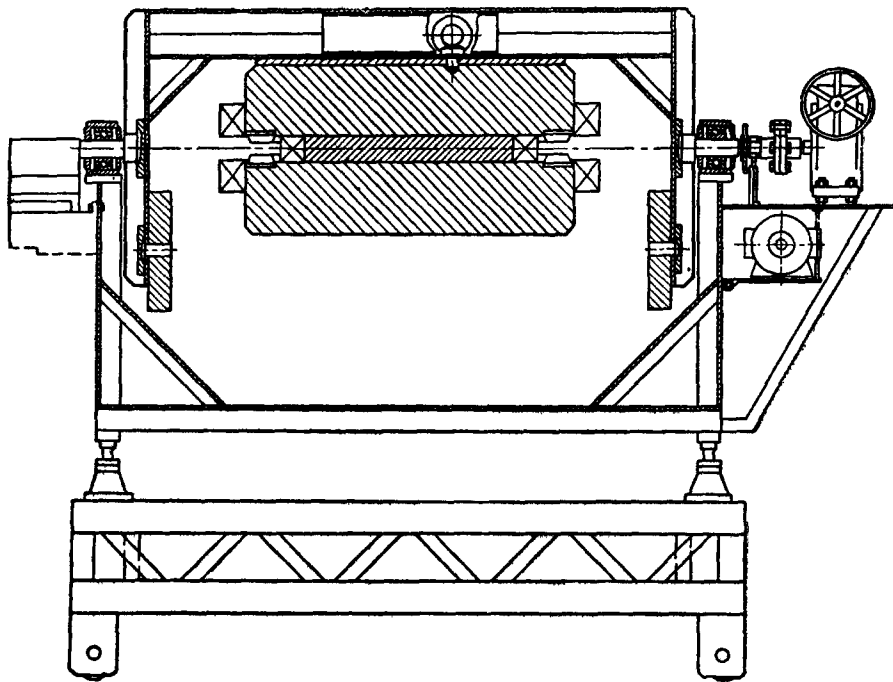


Рис. 14. Схема расположения накопителя *AdA* на вращающейся раме.

имеются 4 точки встречи электронных и позитронных сгустков, которые попадают в 4 прямолинейных промежутка. Один из промежутков занят резонатором, другой — мишенью, Два остальных промежутка отводятся под эксперимент.

Инжекция в *AdA* осуществляется следующим образом. Накопитель, укрепленный на специальной вращающейся подставке (рис. 14), устанавливается на трассе γ -пучка синхротрона с энергией электронов 1 Бэв (рис. 15). Расстояние между мишенями синхротрона и накопителя равняется 360 см. На продолжении трассы γ -пучка установлена фотокамера для съемки положения γ -пучка на мишени *AdA* и квантометр для измерения интегральной дозы γ -пучка, даваемого синхротроном. γ -пучок рождает пары e^+e^- на танталовой мишени в $1/10$ радиационной единицы длины, расположенной в камере накопителя на расстоянии около 2,5 см с наружной стороны от равновесной орбиты. При этом электроны, либо позитроны (в зависимости от направления поля в магните накопителя), заключенные в определенном интервале входных координат, углов и энергий, захватываются в режим накопления.

Когда накопление частиц одного знака заканчивается, накопитель вместе с циркулирующим в его камере пучком поворачивается на 180° вокруг горизонтальной оси AB , перпендикулярной направлению γ -пучка,

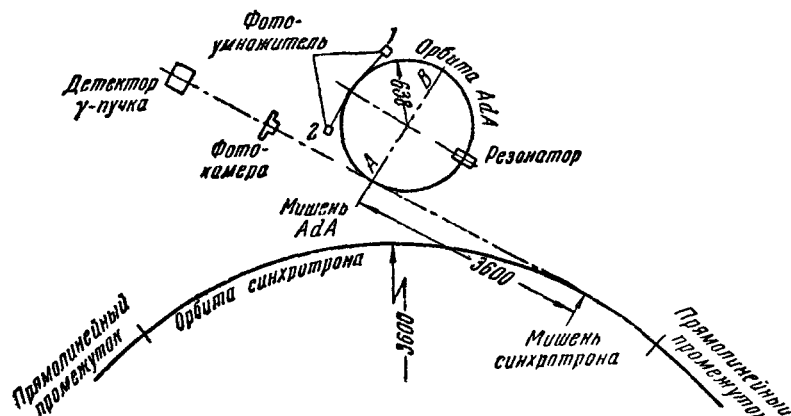


Рис. 15. Схема расположения накопителя AdA на трассе γ -пучка синхротрона Фраскати.

и начинается накопление частиц противоположного знака. На рис. 16 и 17 показан накопитель в горизонтальном и вертикальном положениях.

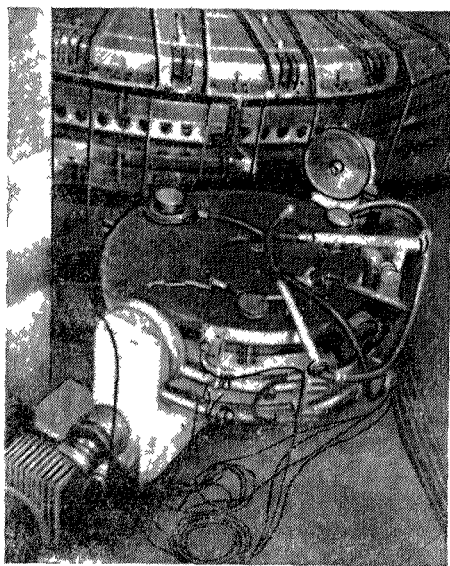


Рис. 16. Накопитель AdA в рабочем положении.

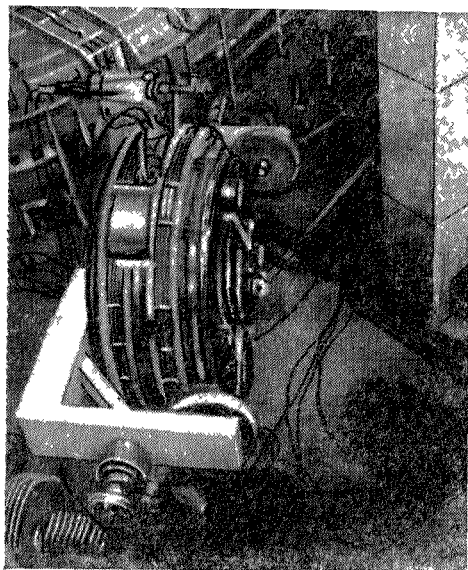


Рис. 17. Накопитель AdA в момент поворота для перехода к накоплению позитронов.

Промашка инжектируемых частиц мимо мишени обеспечивается 35%-ной отрицательной модуляцией высокочастотного поля в течение 30 мксек после попадания γ -пучка на мишень накопителя⁷⁷. При этом частицы с энергией несколько больше равновесной отходят от мишени под действием нескомпенсированных радиационных потерь со скоростью в 50 раз большей, чем скорость, обусловленная только радиационным

затуханием радиальных колебаний. В то же время модуляция не вызывает заметных потерь накопленного пучка. Попытки использовать для увеличения эффективности инжекции импульсный магнитный инфлектор не дали значительного увеличения захвата.

Коэффициент захвата оказался весьма критичным по отношению к положению рабочей кромки мишени. Небольшой перекося кромки в радиальной плоскости приводит к сильному ухудшению захвата.

Из сказанного выше ясно, что *AdA* фактически не имеет каких-либо специальных вводных устройств. Механизм инжекции сводится к «отбору» накопителем частиц с допустимыми отклонениями координат и импульсов из всего множества частиц, образующихся на мишени под действием γ -пучка. По этой причине коэффициент захвата получается относительно невысоким. При 10^{11} электронов в секунду, попадающих на мишень синхротрона, наилучший коэффициент захвата в накопитель оказался равным около 300 эл/сек. Тем не менее метод инжекции, примененный в *AdA*, ввиду его исключительной простоты обусловил успешное получение двух пучков в одной магнитной системе с временем жизни в несколько десятков часов.

Индикация пучка в *AdA* производится с помощью регистрации синхротронного излучения фотоумножителем с записью на самописце. Чувствительность схемы позволяет наблюдать потерю или накопление отдельного электрона. С помощью этой системы производилось измерение среднего времени жизни. Наилучший достигнутый результат составляет около 40 часов.

Скорость накопления пучков в *AdA* при инжекции от синхротрона Фраскати недостаточна для проведения эксперимента на встречных пучках. Ввиду этого в настоящее время накопитель перевезен в Орсей (Франция) и установлен под пучок линейного ускорителя, где ожидается получить захват до 8000 эл/сек. Основной целью физических экспериментов на *AdA* является исследование двухквантовой аннигиляции. Для этого в прямолинейном промежутке сверху и снизу вакуумной камеры установлены две искровые камеры. В направлении, касательном к орбите, по обе стороны от экспериментального прямолинейного промежутка располагаются черенковские счетчики для измерения энергии вторичных частиц.

Ожидаемая скорость взаимодействия пучков при энергии 250 Мэв и $1,6 \cdot 10^7$ частиц в каждом пучке составляет для процесса $e^+ + e^- = 2\gamma$ $W_1 \approx 0,85$ случая/мин.

Основные параметры накопителя приведены в сводной табл. VI.

§ 3. Проект большого накопителя Национальной лаборатории Фраскати (*Adone*)

Проект накопителя *Adone**) предусматривает две стадии. Первым этапом является постройка накопителя на энергию 750 Мэв. Затем, на основании сведений, которые будут получены при реализации этой установки, должен быть построен накопитель на 1,5 Бэв^{78, 79}.

Общая схема накопителя *Adone* показана на рис. 18. Магнит состоит из 8 периодов. Каждый период имеет структуру $1/2 O Q_F B 2Q_D B Q_F 1/2 O$, где O — прямолинейный промежуток, Q_F — квадруполь, фокусирующий по радиусу, B — заворачивающий магнит со слабой фокусировкой, Q_D — квадруполь, дефокусирующий по радиусу. Выбор такой структуры объясняется необходимостью обеспечить затухание радиальных бетатронных

*) *Adone* — непереводимое слово, означающее превосходную степень от слова *AdA*.

колебаний и стремлением облегчить регулировку бетатронных частот по мере накопления пучков. Затухание колебаний имеет место благодаря тому, что n в заворачивающих магнитах выбрано равным 0,5. Действительно, из формулы (3,10) следует, что в этом случае $\beta_\varphi = 2\lambda_2$, а времена

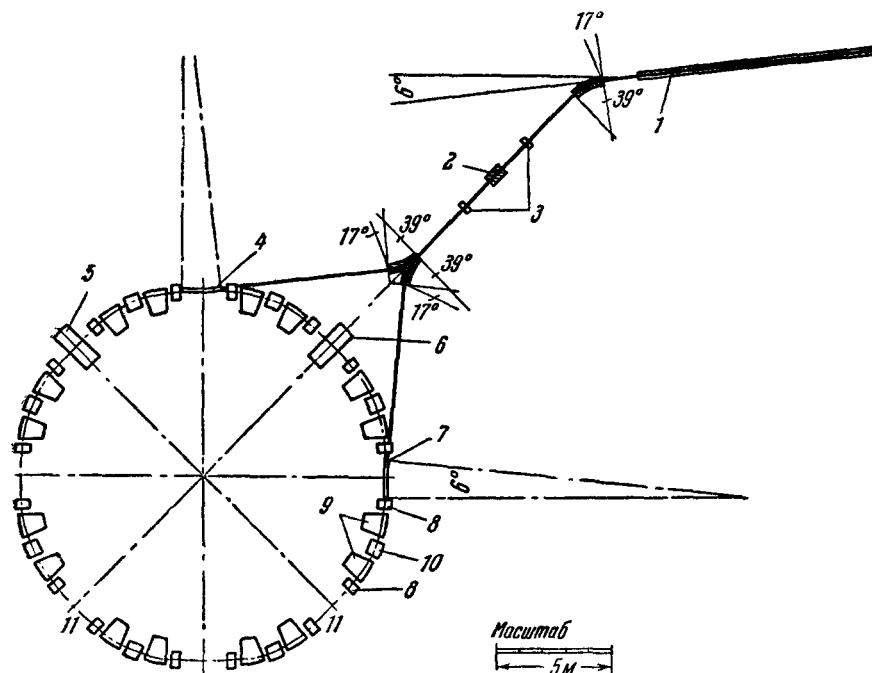


Рис. 18. Схема накопителя *Adone*.

1 — Линейный ускоритель; 2 — фокусирующая система для электронов; 3 — фокусирующая система для позитронов; 4 — инфлектор для позитронов; 5, 6 — резонаторы; 7 — инфлектор для электронов; 8 — квадрупольная линза, фокусирующая по радиусу; 9 — заворачивающий магнит; 10 — квадрупольная линза, дефокусирующая по радиусу; 11 — прямолинейные промежутки, предназначенные для экспериментов.

затухания радиальных бетатронных, вертикальных бетатронных и синхротронных колебаний связаны равенствами $\tau_r = \tau_z = 2\tau_\varphi^{81}$. Рассматривались также другие варианты магнитной структуры, обеспечивающие затухание колебаний всех трех типов^{80, 81}.

В процессе накопления пучков в результате их взаимодействия бетатронные частоты будут изменяться, приближаясь к резонансным значениям. Изменяя ток в квадрупольях, можно добиться поддержания бетатронных частот в заданных пределах.

Магнитное поле на равновесной орбите в заворачивающих магнитах принято равным 10 000 э. Это дает при энергии 750 Мэв радиус кривизны 2,5 м. Длины квадрупольей Q_F и Q_D составляют соответственно 0,5 и 0,4 м. Длина прямолинейных промежутков равна 2 м. Кроме того, между всеми элементами магнитной структуры остаются промежутки по 15 см. В итоге средний радиус машины получается равным 8,1 м.

Фокусирующее действие квадрупольей выражается параметром $K = \frac{G}{H_{Q0}^2}$, где G — градиент поля в линзах. Принятые значения $K_F = 0,59 \text{ м}^{-2}$ и $K_D = -0,63 \text{ м}^{-2}$ обеспечивают число бетатронных колебаний на одном обороте соответственно $M\nu_r = 2,16$ и $M\nu_z = 2,10$. Размеры рабочей области магнитного поля по радиусу и по высоте выбраны $22 \times 9 \text{ см}^2$. Допустимый энергетический разброс $\Delta E/E$ составляет $\pm 0,5\%$. Фазовая пло-

щадь, соответствующая захвату в режим бетатронных колебаний, равна 10^{-3} рад·см.

Магнитное поле заворачивающих магнитов можно изменять в пределах, соответствующих изменению энергии частиц в интервале от 250 до 750 Мэв. Это дает возможность постановки эксперимента в широком диапазоне энергий.

Единственными корректирующими устройствами в *Adone* являются квадрупольные линзы. Квадратичная нелинейность при выбранной магнитной системе ожидается небольшой, и ее коррекция не предусмотрена.

Adone будет иметь два высокочастотных резонатора на частоту 12 Мгц. Наличие двух резонаторов позволит предотвратить потерю пучков в случае кратковременных срывов высокочастотного поля в одном из них. Модель резонатора *Adone* (рис. 19) была построена и испытана в рабочем режиме. Добротность такого резонатора на частоте 19 Мгц*) оказалась равной 3500, шунтовое сопротивление — около 90 ком. Специальные диски, создающие у торцевых поверхностей резонатора дополнительную емкость около 400 пф на одну сторону, позволили получить сравнительно небольшой диаметр резонатора (2,4 м) при длине волны 15,8 м. Оконечный каскад высокочастотного генератора располагается непосредственно на самом резонаторе.

Потери на излучение частицей на одном обороте составляют 11,5 кэв при энергии 750 Мэв. Амплитуда напряжения на одном обороте равна 40 кэв.

В реальном резонаторе *Adone* вакуум будет создаваться только в пролетной части резонатора. Для этого, как видно из рис. 19, основной объем резонатора отделен от его центральной части кварцевыми трубками.

Вакуумная камера *Adone*, по-видимому, будет иметь объем около 1500–2000 л. Для обеспечения среднего времени жизни электронов порядка 30 часов потребуется создание среднего вдоль орбиты вакуума $p = 10^{-9}$ мм рт. ст. Особую проблему при этом представляет прогрев

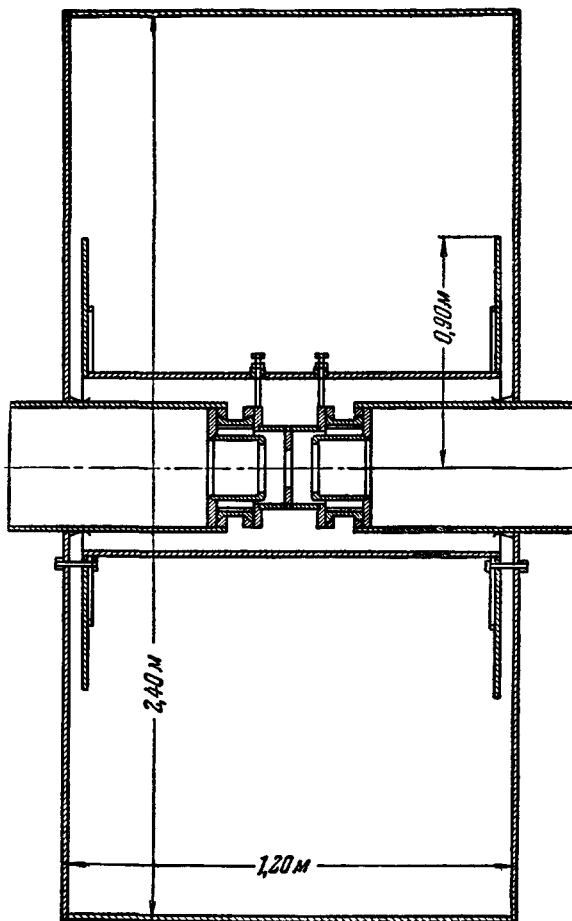


Рис. 19. Модель резонатора *Adone*.

*) Резонатор был промоделирован на частоту 19 Мгц, так как первоначальные размеры кольца *Adone* представлялись несколько меньшими.

камеры, установленной в зазор электромагнита. С помощью предварительной электрополировки, термообработки в водородной среде, а также применением специальных сортов нержавеющей стали предполагается снизить температуру прогрева камеры до 200°C .

Откачка камеры в рабочем режиме будет производиться 16 титановыми насосами типа Varian производительностью 400 л/сек каждый. Перепад давления с $10^{-6}\text{ мм рт. ст.}$ в объеме инжекционного тракта до $10^{-9}\text{ мм рт. ст.}$ в камере *Adone* достигается с помощью выполнения части инжекционного тракта в виде трубы диаметром 20 мм и длиной около метра

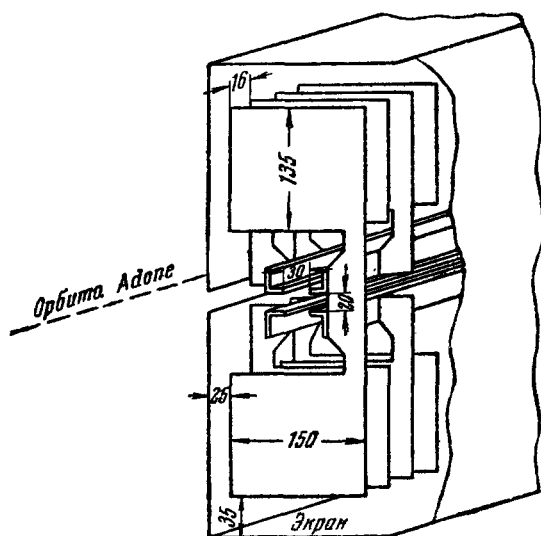


Рис. 20. Модель инфлектора *Adone*.

расположенного вне равновесной орбиты. Инфлятор (рис. 20) состоит из четырех шин, попарно включенных в параллель. Вдоль шин расположен ряд пластин, увеличивающих распределенную емкость линии и снижающих ее волновое сопротивление. Один конец линии подключается к импульсному источнику, а другой нагружается на сопротивление, равное волновому. На полной длине инфлятора $l_{\text{и}} = 1,7\text{ м}$ располагается 97 L_0C_0 -ячеек. Индуктивность и емкость элементарной ячейки составляют соответственно $L_0 = 8,4 \cdot 10^{-9}\text{ гн}$, $C_0 = 40\text{ пф}$, волновое сопротивление $R_0 = 15\text{ ом}$. Время распространения волны вдоль линии равно 55 наносек . Угол поворота инфлятора $\sim 0,1\text{ рад}$. Для инжектирования частиц с энергией 500 Мэв магнитное поле должно быть порядка 1000 э .

Для уменьшения возмущений движения накопленных пучков рассеянным полем инфлятор помещен в экран. Стенка экрана, обращенная к равновесной орбите, имеет щель, благодаря чему частицы, проходящие после нескольких оборотов в районе инфлятора, не погибают на его стенке. Время оборота электрона в *Adone* равно $0,16\text{ мксек}$. Инжекция будет длиться около трех оборотов, пока инжектируемые частицы будут проходить в результате колебаний вдали от инфлятора. По прошествии указанного времени магнитное поле выключается. Таким образом, инфлятор будет питаться импульсами тока длительностью около $0,5\text{ мксек}$ с фронтами порядка $30 \div 50\text{ наносек}$. Стабильность поля за время длительности импульса составляет 1% . Пространственная неоднородность поля инфлятора в области $1 \times 1\text{ см}^2$ также не превышает 1% .

с расстановкою вдоль этого участка трех титановых насосов производительностью по 100 л/сек каждый.

Наиболее сложной инженерной проблемой является инжекция. Инжекцию в *Adone* предполагается осуществлять при энергии $400 \div 500\text{ Мэв}$. По окончании процесса накопления требуемого количества частиц энергия будет увеличена до уровня, необходимого для эксперимента, путем медленного увеличения магнитного поля. Подобная операция, проводившаяся на *AdA*, не сопровождалась сколько-нибудь заметной потерей частиц.

В накопителе *Adone* принят вариант инфлятора,

Выбранная структура электромагнита имеет то преимущество, что в прямолинейном промежутке, где располагается инфлектор, огибающая бетатронных радиальных колебаний имеет максимум. Благодаря этому при заданной ширине вакуумной камеры инфлектор можно расположить дальше от равновесной орбиты и уменьшить возмущения накопленных пучков импульсом инфлектора. В то же время благодаря минимуму огибающей вертикальных колебаний на азимуте инфлектора высота щелевой прорези в экране может быть уменьшена и, следовательно, уменьшено провисание поля в область орбиты.

На рис. 18 схематически показано оборудование инжекционного тракта. При работе инфлектора 4 включается комплект квадрупольных

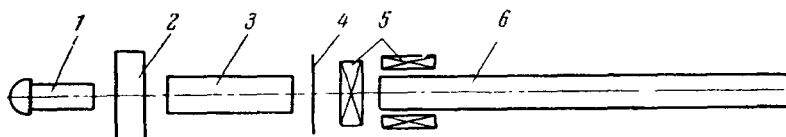


Рис. 21. Схема инжектора *Adone*.

1 — Электронная пушка; 2 — группирователь; 3 — первая ступень линейного ускорителя; 4 — конверторная мишень; 5 — фокусирующая система; 6 — вторая ступень линейного ускорителя.

линз 3, а при работе инфлектора 7 — комплект 2. При этом в каждом случае инжекционная оптика оказывается настроенной ахроматически.

Инжектором *Adone* будет линейный ускоритель (рис. 21), первая очередь которого будет построена на энергию 0,5 Бэв. Линейный ускоритель состоит из двух ступеней. Первая ступень рассчитана на ускорение больших токов, порядка $0,5 \div 1$ а, до энергии 30 Мэв. После сильноточной ступени располагается конверторная мишень, которая устанавливается в пучок при желании получить на выходе инжектора позитроны.

Таблица IV

Параметр	I вариант		II вариант	
	1 очередь	2 очередь	1 очередь	2 очередь
Максимальная энергия, Бэв .	0,5	2	0,5	2
Средний ток электронов, мка .	11	15	26	36
Электр/сек		$9 \cdot 10^{13}$		$2,2 \cdot 10^{14}$
Ток электронов в импульсе, ма	36	50	57	80
Относительный энергетический разброс на полувысоте спектра, %		$\pm 1,5$		$\pm 1,5$
Ток в импульсе в пределах $\Delta E/E = \pm 0,5\%$, ма		20		32
Максимальная длительность импульса, мксек	1	1	1,5	1,5
Частота повторения, гц	300	300	300	300
Скважность	$3 \cdot 10^{-4}$	$3 \cdot 10^{-4}$	$4,5 \cdot 10^{-4}$	$4,5 \cdot 10^{-4}$
Число клистронов	6	33	7	40
Мощность клистрона в импульсе, Мвт	18	18	18	18
Число ускоряющих секций	12	33	14	40
Длина секции, м	6	6	5	5
Полная длина ускорителя, м	78	215	77	220

Позитроны, выходящие из конверторной мишени, фокусируются и затем, ускоряясь во второй ступени линейного ускорителя до $0,5 \text{ Бэв}$, направляются в накопитель. Пучок, инжектируемый в первую ступень ускорителя из пушки, подвергается предварительному группированию с частотой 12 Мгц . Это позволит захватывать в режим накопления практически весь ток линуса.

Линейный ускоритель предполагается в дальнейшем нарастить до энергии 2 Бэв , чтобы иметь возможность использовать его для других экспериментов и, возможно, в качестве инжектора для накопительного

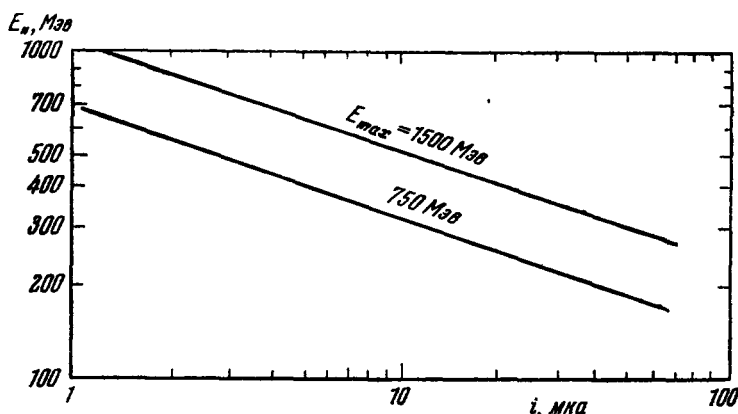


Рис. 22. Энергия инжекции $E_{и}$ в зависимости от позитронного тока инжектора i_{+} для разных энергий накопителя $Adone$ и времени накопления 30 мин .

кольца на 1500 Мэв . Окончательные параметры линейного ускорителя еще не определены. В табл. IV приведены возможные варианты.

Расчеты показывают ⁷⁸, что для накопителя на заданную энергию время накопления, определяемое в основном скоростью накопления позитронов, зависит от величины произведения $E_{и}^2 i_{+}$, где $E_{и}$ — энергия инжекции, i_{+} — ток позитронов, инжектируемый в каждом импульсе. На рис. 22 показан ток позитронов в импульсе, обеспечивающий время накопления 30 мин в зависимости от энергии инжекции для двух вариантов накопителя $Adone$.

В установке на 750 Мэв рассмотренные выше эффекты взаимодействия сгустков (§ 6 гл. III) позволяют накопить лишь 1 ма тока в каждом пучке. Для повышения накопленного тока до $\sim 100 \text{ ма}$ электронный

и позитронный пучки будут направлены по взаимно пересекающимся траекториям, благодаря чему их взаимодействие станет слабее. Для этого вдоль азимута машины будет расположен ряд конденсаторов, создающих вертикальное поле $\sim 200 \text{ в/см}$. Меняя напряжение на конденсаторах, можно будет изменять угол и азимут пересечения пучков.

Оценки размеров сгустков дают следующие величины для накопителя на 750 Мэв : $d_{\phi} = 60 \text{ см}$, $d_r = 0,24 \text{ см}$

и $d_z = 1,4 \cdot 10^{-3} \text{ см}$. Если угол пересечения пучков равен $\delta \approx 2 \cdot 10^{-3} \text{ рад}$, то при числе частиц на орбите $N_{+} = N_{-} = 10^{11}$ «светимость» R оказы-

Таблица V

Реакция	$\sigma, \text{ см}^2$	$W_1, \text{ случаев/час}$
2γ	$8 \cdot 10^{-31}$	5000
$\mu^{+} + \mu^{-}$	$3 \cdot 10^{-32}$	200
$\pi^{+} + \pi^{-}$	$7 \cdot 10^{-33}$	50
$K + \bar{K}$	$3 \cdot 10^{-33}$	20

вается равной примерно $7 \cdot 10^{33} \text{ см}^{-2} \text{ час}^{-1}$. Скорости взаимодействия частиц в пересекающихся пучках для различных реакций приведены в табл. V.

Основные параметры накопителя *Adone* приведены в табл. VI.

§ 4. Женевский накопитель электронов

Европейская организация по ядерным исследованиям (CERN) рассматривает вопрос о создании установки для встречных пучков протонов на энергию около 28 Бэв.

Для изучения машины такого типа в настоящее время в CERN заканчивается сооружение электронной модели накопителя на энергию 2 Мэв⁸².

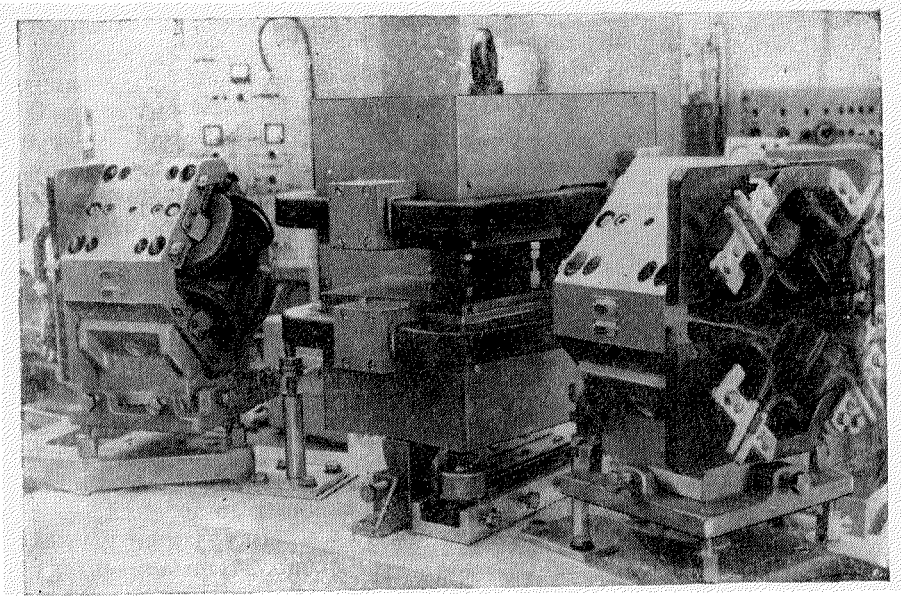


Рис. 23. Период магнитной структуры Женевского накопителя электронов.

Конструкция модели выбрана в соответствии со стремлением возможно полнее отразить особенности работы протонного накопителя. В частности, при энергии электронов 2 Мэв магнитное поле на равновесной орбите принято равным 133 э. Благодаря этому потери электрона на излучение оказываются ничтожными и не вызывают изменения режима колебаний электрона относительно равновесной орбиты. Магнит накопителя представляет собой систему из 12 периодов, каждый из которых (рис. 23) включает в себя заворачивающий магнит и две квадрупольные линзы с противоположными знаками градиента⁸³. Полная длина кольца по средней орбите составляет 24 м.

Инжектором накопителя является генератор Ван-де-Граафа с двумя ускоряющими трубками. Пучок одной из трубок инжектируется в кольцо, а второй пучок используется для регулировки энергии инжектора в соответствии с полем заворачивающих магнитов.

Для этой цели на пути второго пучка установлен секторный магнит, аналогичный заворачивающему магниту периодической структуры кольца. Его обмотка включена последовательно с кольцевым магнитом. При

изменении поля в кольцевом магните пучок на выходе секторного магнита отклоняется и выдает сигнал на изменение частоты посылок пучка от второй ускорительной трубки. При этом изменяется напряжение на общем кондукторе генератора Ван-де-Граафа и, следовательно, энергия инжектируемого пучка.

Инжектируемый пучок с помощью импульсного ферритового инфлектора вводится в кольцо с внутренней стороны. Поскольку затухание колебаний в данной машине отсутствует, для повторения инжекционных

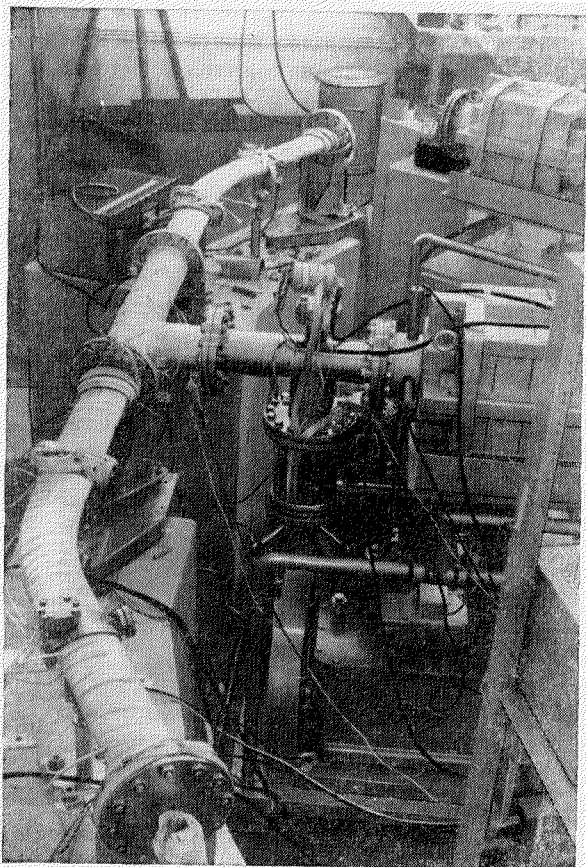


Рис. 24. Участок вакуумной камеры Женевского накопителя электронов, подготовленный к прогреву для получения сверхвысокого вакуума.

циклов необходимо отвести пучок от инфлектора на такое расстояние, где он не подвергается воздействию поля инфлектора. Для этого, после того как захваченные электроны сформируются в сгусток, ускоряющая частота снижается на величину около 0,5% и захваченный сгусток смещается на наружный радиус⁸⁵. Вследствие этого очередной акт инжекции не разрушает ранее накопленный пучок.

Поскольку потери на излучение практически отсутствуют, амплитуда напряжения 10 в на зазоре резонатора обеспечивает достаточно широкую область устойчивости фазовых колебаний.

Вакуумная камера (рис. 24) откачивается с помощью 12 титановых насосов производительностью 140 л/сек. Для обезгаживания она прогревается до температуры $t=300^\circ\text{C}$. Чтобы предотвратить нагрев магнита, камера охлаждается проточной водой, протекающей под специальной рубашкой, благо-

даря чему температура полюсов увеличивается не более чем на 1°C .

Фланцевые уплотнения снабжены золотыми прокладками. В общей сложности камера насчитывает 150 уплотнений, 400 сварных швов и 40 спаев керамики с металлом. Проектное давление — 10^{-9} мм рт. ст.

Поскольку магнитное поле накопителя невелико, а допуски на его отклонения весьма строги, все участки камеры, расположенные вне зазора электромагнита, снабжены магнитным экраном. Кроме того, экранировано помещение, в котором расположена установка.

К настоящему времени (конец 1962 г.) закончен монтаж электромагнита и получен рабочий вакуум в половине кольцевой камеры.

Основные параметры установки приведены в табл. VI⁸⁶.

Таблица VI

Сводная таблица параметров накопителей электронов и позитронов

Параметры	Стэнфорд- ский нако- питель	AdA Фраскати	Adone Фраскати	Женевский накопитель
Пучки	e^-e^-	e^+e^-	e^+e^-	e^-
Энергия, Мэв	500	250	750	2
Тип фокусировки	Слабая, но с перемен- ным гра- диентом	Слабая	Смешан- ная	Смешанная
Напряженность магнитного поля на орбите в заворачи- вающем магните, э	12 000	14 000	10 000	133
Радиус кривизны, м	1,4	0,58	2,5	0,6
Средний радиус, м	1,85	0,64	8,1	3,8
Число периодов магнитной структуры	4 (на коль- цо)	4	8	12
Число заворачивающих маг- нитов	4 (на коль- цо)	4	16	12
Длина дуги заворачивающего магнита, м	1,57	0,9	0,98	0,4
Показатель спадания маг- нитного поля в заворачи- вающем магните	1,05 0	0,6	0,5	0
Число прямолинейных проме- жутков	7 (на два кольца)	4	8	12
Длина прямолинейного про- межутка, м	0,7	0,18	2	0,8
Число квадрупольных линз	—	—	16 фоку- сир., 8 дефо- кусир.	12 фоку- сир., 12 де- фокусир.
Длина квадрупольных линз, м	—	—	фокусир. 0,5, дефо- кусир. 0,8 фокусир.	0,3
Градиент в квадрупольной линзе, э/см	—	—	+148, дефокусир. —158	7,6
Размеры рабочей области маг- нитного поля, см ²	13×5	6×3	22×9	9,5×4,2
Вес железа электромагнита, т	43	7,7		6
Вес меди основной обмотки, т	3	0,5		0,5
Мощность, потребляемая электромагнитом, кет	450	100		0,1
Число радиальных бетатрон- ных колебаний на один обо- рот	0,8	0,63	2,16	2,75
Логарифмическая производ- ная длины орбиты по им- пульсу	—	—	0,192	0,138
Допустимый энергетический разброс накопителя, % . . .	±0,6	±0,25	±0,5	±0,25
Время затухания, сек	3·10 ⁻³	7·10 ⁻³	22,8·10 ⁻³	
Азимутальная длина сгустка, см	60		60	
Ширина сгустка, см	0,5		0,24	
Высота сгустка, см	~5·10 ⁻³	~2,5·10 ⁻³	~1,4·10 ⁻³	

Продолжение табл. VI

Параметры	Стэнфорд- ский нако- питель	AdA Фраскати	Adone Фраскати	Женевский накопитель
Число частиц в каждом пуч- ке	$\sim 3 \cdot 10^{11}$	$3 \cdot 10^7$	$1 \cdot 10^{11}$	
Циркулирующий ток каждого пучка, <i>ма</i>	~ 1500	0,36	100	
Время одного оборота, <i>сек</i>	$2,76 \cdot 10^{-8}$	$1,34 \cdot 10^{-8}$	$0,16 \cdot 10^{-6}$	$8,3 \cdot 10^{-8}$
Число резонаторов	2 (на коль- цо)	1	2	1
Частота, <i>Мгц</i>	36,3	147	12,5	24,2
Кратность	1	2	2	2
Амплитудное напряжение в резонаторе, <i>кв</i>	40	10	20	0,01
Потери энергии за 1 оборот, <i>кэв</i>	5	0,58	11,5	—
Равновесная фаза, <i>град</i>	86,4	86,6	73	~ 90
Добротность резонатора	5000	600	~ 3500	
Мощность, потребляемая вы- сокочастотной системой, <i>квт</i>	60			
Инжектор	Линейный ускоритель	Синхротрон или линей- ный уско- ритель	Линейный ускоритель	Генератор Ван-де- Граафа
Энергия инжекции, <i>Мэв</i>	500	$150 \div 250$	400	1,75
Электронный ток инжектора в импульсе, <i>ма</i>	25		$30 \div 50$	1500
Тип инфлектора	Импульс- ный фер- ритовый магнит	—	Импульс- ный маг- нит без сердечника	Импульс- ный фер- ритовый магнит
Напряжение на инфлекторе в импульсе, <i>кв</i>	25	—	90	17
Ток инфлектора в импульсе, <i>а</i>	7500 (на три секции)	—	6000	
Характеристическое сопро- тивление инфлектора, <i>ом</i>	10	—	15	
Мощность инфлектора в им- пульсе, <i>Мвт</i>	190	—	550	
Длительность плато импульса инфлектора, <i>сек</i>	$6 \cdot 10^{-8}$	—	$5 \cdot 10^{-7}$	$8 \cdot 10^{-8}$
Длительность фронтов им- пульса инфлектора, <i>сек</i>	$\sim 5 \cdot 10^{-8}$	—	$\sim 3 \div 5 \cdot 10^{-8}$	$\sim 8 \cdot 10^{-9}$
Частота повторения импуль- сов инжекции, <i>гц</i>	60	50		50
Время накопления номиналь- ного тока, <i>сек</i>	80	От синхро- трона 10^5 , от линейно- го ускоре- теля $5 \cdot 10^3$	$3 \cdot 10^3$	
Число титановых насосов		1	16	12
Производительность титано- вого насоса, <i>л/сек</i>		75	400	140
Проектный вакуум, <i>мм рт. ст.</i>	10^{-9}	$5 \cdot 10^{-10}$	10^{-9}	10^{-9}
Среднее время жизни пучка, <i>час</i>	30	40	30	$3 \cdot 10^{-3}$

Постройка накопителей заряженных частиц в настоящее время широко разворачивается в ряде лабораторий мира. Помимо упомянутых выше установок, создается также электрон-позитронный накопитель на 450 Мэв в Саклэ (Франция), а также рассматриваются возможности создания накопителей в некоторых других лабораториях. Богатство информации, которую можно извлечь из экспериментов на встречных пучках, вполне соответствует трудностям, которые нужно преодолеть для ее получения.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. R. P. Feynman, G. Speisman, Phys. Rev. 94, 500 (1954).
2. R. P. Feynman, Proceedings of the Ax-en-Provence International Conference on Elementary Particles, Saclay, France, 14—20.IX. 1961, v. 2, стр. 205.
3. G. K. O'Neill, Brookhaven Conference, September 1961, стр. 64.
4. G. K. O'Neill, Phys. Rev. 102, 1418 (1956).
5. В. А. Петухов, ЖЭТФ 32, 379 (1957).
6. W. M. Brobeck, Symposium on High Energy Accelerators, CERN, Geneva, 1956, стр. 60.
7. D. B. Lichtenberg, R. G. Newton, M. H. Ross, Intersecting Beam Accelerator with Storage Ring, Reports Midwestern Universities Research Association, Madison, Wisc., No. 110, 4.IV.1956.
8. D. W. Kerst et al, Phys. Rev. 102, 590 (1956).
9. D. W. Kerst, Symposium on High Energy Accelerators, CERN, Geneva, 1956, стр. 36.
10. L. W. Jones, Proceedings of the International Conference on High Energy Accelerators, CERN, Geneva, 1959, стр. 15.
11. G. K. O'Neill, Proceedings of the International Conference on High Energy Accelerators, CERN, Geneva, 1959, стр. 23.
12. Ю. Ф. Орлов, в сб. «Вопросы физики элементарных частиц», под редакцией А. И. Алиханяна, Ереван, Изд-во АН АрмССР, 1962, стр. 318.
13. А. А. Коломенский, A. N. Lebedev, Proceedings of the International Conference on High Energy Accelerators, CERN, Geneva, 1959, стр. 115.
14. MURA Staff, Proceedings of the International Conference on High Energy Accelerators, CERN, Geneva, 1959, стр. 71.
15. В. Н. Байер, в сб. «Вопросы физики элементарных частиц», под редакцией А. И. Алиханяна, Ереван, Изд-во АН АрмССР, 1962, стр. 337.
16. Л. М. Африкян, Г. М. Гарибян, ЖЭТФ 33 (2), 426 (1957).
17. F. E. Low, Phys. Rev. 120, 582 (1960).
18. N. Cabibbo, R. Gatto, Phys. Rev. Letts. 4, 313 (1960).
19. N. Cabibbo, R. Gatto, On Electron-positron Colliding Beam Experiments, Laboratori Nazionali di Frascati, Nota interna, No. 82, 26. VI. 1961.
20. R. Gatto, On Experimental Possibilities with Colliding Beams of Electrons and Positrons, Laboratori Nazionali di Frascati Nota interna, No. 91, 1.IX.1961.
21. N. Cabibbo, R. Gatto, Phys. Rev. 124 (5), 1577 (1961).
22. N. Cabibbo, R. Gatto, Nuovo Cimento, Ser. X, 20, 184 (1961).
23. В. Н. Байер, в сб. «Вопросы физики элементарных частиц», под редакцией А. И. Алиханяна, Ереван, Изд-во АН АрмССР, 1962, стр. 355.
24. R. Gatto, Proceedings of the Ax-en-Provence International Conference on Elementary Particles, Saclay, France, 14—20.IX. 1961, v. 1, стр. 487.
25. R. Gatto, Proceedings of the International Conference on Theoretical, Aspects of Very High-Energy Phenomena, CERN, Geneva, Switzerland, 5—9 June, 1961, стр. 75.
26. S. Drell, Ann. Phys. 4, 75 (1958).
27. В. Н. Байер, УФН 78 (4), 619 (1962).
28. А. А. Коломенский, ЖЭТФ 33, 298 (1957).
29. V. N. Karpunnikov et al, Proceedings of the International Conference on High-Energy Accelerators, CERN, Geneva, 1959, стр. 89.
30. T. Ohkawa, Rev. Sci. Instr. 29, 108 (1958).
31. Ю. М. Адо, Атомная энергия 12 (1), 54 (1962).
32. F. Amman, Preliminary Consideration of a Proposal for Colliding Beam Accelerator in the GeV Region (Adone), Laboratori Nazionali di Frascati, Nota interna, No. 79, 6.VI.1961.
33. D. Bohm, L. Foldy, Phys. Rev. 70, 249 (1946).
34. M. S. Rabinovitch, J. Phys. USSR 10, 523 (1946)
35. M. Sands, Phys. Rev. 97, 470 (1955).

36. A. A. Kolomenski, A. N. Lebedev, Symposium on High-Energy Accelerators, CERN, Geneva, 1956, стр. 447.
37. А. А. Коломенский, А. Н. Лебедев, ДАН СССР 106, 87 (1956).
38. А. А. Коломенский, А. Н. Лебедев, ЖЭТФ 30, 207 (1956).
39. А. А. Коломенский, А. Н. Лебедев, ЖЭТФ 30, 1161 (1956).
40. K. A. Symon, A. M. Sessler, Symposium on High-Energy Accelerators, CERN, Geneva, 1956.
41. В. С. Сынах, ЖЭТФ 40, 194 (1961).
42. L. Katz, L. H. Lokan, Nuclear Instr. 11, 7 (1961).
43. L. Katz, Nuclear Instr. 11, 14 (1961).
44. D. Yount, J. Pine, Report High-Energy Physics Laboratory, Stanford University, Stanford, California, 249.
45. С. А. Хейфец, в сб. «Вопросы физики элементарных частиц», под редакцией А. И. Алиханяна, Ереван, Изд-во АН АрмССР, 1962, стр. 303.
46. Ю. Ф. Орлов, Приб. и техн. эксп., № 2, 17 (1959).
47. G. K. O'Neill, Proceedings of the International Conference on High Energy Accelerators, CERN, Geneva, 1959, стр. 125.
48. Ю. Ф. Орлов, Е. К. Тарасов, ЖЭТФ 34 (3), 652 (1958).
49. K. W. Robinson, Phys. Rev. 111, 373 (1958).
50. Ю. Ф. Орлов, Е. К. Тарасов, С. А. Хейфец, Приб. и техн. эксп., № 1, 17 (1959).
51. Yu. F. Orlov, E. K. Tarasov, S. A. Khelifets, Proceedings of the International Conference on High-Energy Accelerators, CERN, Geneva, 1959, стр. 306.
52. А. А. Коломенский, Тр. ФИАН, т. 13, вып. 3, М., Изд-во АН СССР, 1960.
53. А. А. Коломенский, А. Н. Лебедев, Атомная энергия 5, 554 (1958).
54. С. А. Хейфец, Приб. и техн. эксп., № 6, 18 (1960).
55. Ю. Ф. Орлов, Е. К. Тарасов, Приб. и техн. эксп., № 5, 17 (1958).
56. А. А. Коломенский, А. Н. Лебедев, Suppl. Nuovo Cimento 7, 43 (1958).
57. С. А. Хейфец, Приб. и техн. эксп., № 6, 14 (1960).
58. C. Bernardini, B. Touschek, On the Quantum Losses in an Electron Synchrotron, Laboratori Nazionali di Frascati, Nota interna, No. 34, 27.IV.1960.
59. C. Bernardini, The Z-Distribution of an Electron Beam in a Storage Ring, Laboratori Nazionali di Frascati, Nota interna, No. 145, 20.VI.1960.
60. M. Barbier, Proceedings of the International Conference on High Energy Accelerators, CERN, Geneva, 1959, стр. 100.
61. А. А. Соколов, И. Н. Тернов, ДАН СССР 97, 823 (1954).
62. L. Osborne, D. Ritson, Cambridge Accelerator Project, Report No. 7 (1955).
63. А. А. Соколов, И. М. Тернов, ЖЭТФ 28, 431 (1955).
64. I. G. Henry, Phys. Rev. 106, 1057 (1957).
65. C. Pellegrini, Suppl. Nuovo Cimento 22, 603 (1961).
66. C. Pellegrini, A Calculation of Radiation Effects on Electron Oscillations in a Circular Accelerator, Laboratori Nazionali di Frascati, Nota interna, No. 90, 1.IX.1961.
67. F. Amman, D. Ritson, Space Charge Effects in e^-e^- and e^+e^- Colliding or Crossing Beam Rings, Laboratori Nazionali di Frascati, Nota interna, No. 86, 24.VII.1961.
68. Е. Янке, Ф. Эмде, Таблицы функций, М., Гостехиздат, 1949, стр. 97.
69. Е. М. Мороз, ЖТФ 33, 455 (1963).
70. M. Bassetti, Calcoli numerici sugli effetti di carica spaziale in un anello d'accumulazione per elettroni e positroni, Laboratori Nazionali di Frascati, Nota interna, No. 135, 5.III. 1962.
71. G. K. O'Neill, Bull. Amer. Phys. Soc. 3, Dz. (1958).
72. E. J. Woods, G. K. O'Neill, Bull. Amer. Phys. Soc., Ser. II, 3, 169 (1958).
73. W. C. Barber, B. Richter, W. K. H. Panofsky, G. K. O'Neill, B. Gittelman, An Experiment on the Limits of Quantum Electrodynamics Report on High-Energy Physics Laboratory, Stanford University, Stanford, California, No. 170, June 1959.
74. G. K. O'Neill, W. C. Barber, B. Richter, W. K. H. Panofsky, A Proposed Experiment on the Limits of Quantum Electrodynamics. Report High-Energy Physics Laboratory, Stanford University, Stanford, California, May 1958.
75. B. Richter, Proceedings of the International Conference on Theoretical Aspects of very High-Energy Phenomena, CERN, Geneva, Switzerland, June 5—9, 1961, стр. 57.
76. C. Bernardini, G. F. Corazza, G. Ghigo, B. Touschek, Nuovo Cimento, Ser. X, 18, 1293 (1960).

77. C. Bernardini, V. Bizzarri, C. F. Corazza, G. Ghigo, R. Querzoli, Nuovo Cimento, Ser. X, 23, 202 (1962).
78. F. Amman, M. Bassetti, M. Bernardini, F. Catoni, G. F. Corazza, R. Evangelisti, G. Garolla, C. Pellegrini, D. Ritson, Proposta per la realizzazione di un anello di accumulazione per elettroni e positroni da 1,5 GeV, Laboratori Nazionali di Frascati, Nota interna, No. 105, 7.XII.1961.
79. F. Amman, D. Ritson, Design of Electron-positron Colliding Beam Rings, Proceedings of the Brookhaven Conference, September 1961.
80. M. Bassetti, R. Evangelisti, C. Pellegrini, Determinazione dei diversi parametri di una struttura magnetica «Smorzata», Laboratori Nazionali di Frascati, Nota interna, No. 121, 8. III. 1962.
81. L. Mango, Studio dei parametri di una struttura a funzioni separate con foccheggiamento forte, Laboratori Nazionali di Frascati, Nota interna, No. 134, 3. III. 1962.
82. H. G. Hereward, K. Johnsen, A. Schoch, G. I. Zilverschoon, Proceedings of the Brookhaven Conference, September 1961.
83. M. I. Pentz, Beam Optics of the Storage Ring, Report CERN AR (Int. SR) 62—6, 24. V. 1962.
84. E. Fischer, The Vertical Displacement of the Closed Orbit due to the Clearing Field, Report CERN AR (Int. SR) 61-30, 29. XI. 1961.
85. D. A. Swenson, A Study of the Beam Stacking Process, Report CERN AR (Int. SR) 61-49, 27. VIII, 1961.
86. K. Johnsen, List of Parameters for the S. R. model, Report CERN AR (Int. SR) 61-16, 27. VI. 1961.
87. C. Bernardini et al., Phys. Rev. Letts. 10, (9), 407 (1963).

