

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

539.107.6

**МЕТОДЫ СЕПАРАЦИИ ЧАСТИЦ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ***В. А. Вагин, В. И. Котов, И. Н. Семенюшкин*

## СОДЕРЖАНИЕ

I. Введение . . . . .	707
II. Использование для сепарации особенностей взаимодействия частиц и их распадных свойств . . . . .	709
III. Электростатические сепараторы . . . . .	714
IV. Электродинамические сепараторы . . . . .	724
Заключение . . . . .	745
Цитированная литература . . . . .	746

## I. ВВЕДЕНИЕ

Быстрое развитие ускорительной техники дало возможность ученым существенно расширить представления об атомном ядре. Одним из самых интереснейших результатов этих исследований явилось открытие большого числа новых элементарных частиц. Естественно, что при таком обилии элементарных частиц (сейчас их насчитывается тридцать, и, по-видимому, этот список будет пополняться новыми частицами) теряет смысл само понятие «элементарная» частица. Что же является исходным в построении материи? На этот и на целый ряд других важных вопросов могут дать ответ только систематические исследования всего многообразия частиц, их взаимодействия с веществом. Такого рода опыты, как правило, связаны со значительными экспериментальными трудностями. Это объясняется тем, что большинство элементарных частиц являются нестабильными и быстро распадаются. С другой стороны, выходы вторичных частиц, интересующих физиков, малы и к тому же им сопутствует сильный  $\pi$ -мезонный фон.

В таких условиях становится практически невозможным использовать устройства, неуправляемые во времени или практически для этого не приспособленные. К ним прежде всего относятся различного рода пузырьковые камеры, толстослойные эмульсии и др. Вместе с тем электронные методы — сцинтилляционные счетчики, счетчики Вавилова — Черенкова, искровые камеры — не могут обеспечить получение исчерпывающей информации о характере взаимодействия редких частиц с веществом. Расширение экспериментальной базы состоит как в дальнейшем совершенствовании электронной аппаратуры, так и в сепарации редких частиц. Последнее является весьма трудной задачей, особенно при разделении частиц высоких энергий.

Рассмотрим приведенные в табл. I и II <sup>1,2</sup> относительные выходы вторичных частиц из бэватрона (энергия протонов 6,3 Гэв) и протонного синхротрона (энергия протонов 30 Гэв). Как видно из таблиц, наиболее интересные сейчас для исследований частицы —  $K$ -мезоны, антипротоны

Таблица 1

Выходы частиц из бэватрона при энергии ускоренных протонов 6,3 Гэв

Частица	$p, \text{ Мэв/с}$	Мишень		Отношение $\eta$ числа «частиц» к числу $\pi$ -мезонов в мишени	Примечание
		Материал	Длина, см		
$K^-$	450	Cu	7,5÷1.25	1/1000	Во всех случаях угол вылета вторичных частиц из мишени $\theta=0^\circ$ . Выход антипротонов ( $\bar{p}$ ) по отношению к $\pi$ -мезонам в интервале 1–3 Гэв/с составляет $10^{-5} \div 3 \cdot 10^{-6}$ . Максимальная величина равна $\sim 6 \cdot 10^{-5}$ для $\bar{p} \approx 2 \text{ Гэв/с}$
$K^-$	1120	Полиэтилен		1/140	
$K^-$	1700	Be	15	1/50	
$K^-$	2000	Be	15	1/70	
$K^-$	2800	Be	15	1/70	
$K^+$	505	Cu	7,5÷1.25	1/71	
$\bar{p}$	450	Be	15	1/20 · 10 <sup>5</sup>	
$\bar{p}$	600	Be	15	1/6 · 7 · 10 <sup>5</sup>	
$\bar{p}$	700	Be	15	1/4 · 2 · 10 <sup>5</sup>	
$\bar{p}$	800	Be	15	1/2 · 3 · 10 <sup>5</sup>	
$\bar{p}$	1700	Be	15	1/0 · 22 · 10 <sup>5</sup>	
$\bar{p}$	2000	Be	15	1/0 · 21 · 10 <sup>5</sup>	
$\bar{p}$	2800	Be	15	1/0 · 35 · 10 <sup>5</sup>	
$\bar{p}$	1690	C	5	1/0 · 25 · 10 <sup>5</sup>	

Таблица II

Выходы частиц из протонного синхротрона при энергии ускоренных протонов 30 Гэв

Частица	$p, \text{ Гэв/с}$	Мишень	Отношение $\eta$ числа «частиц» к числу $\pi$ -мезонов в мишени	Частица	$p, \text{ Гэв/с}$	Мишень	Отношение $\eta$ числа «частиц» к числу $\pi$ -мезонов в мишени	Частица	$p, \text{ Гэв/с}$	Мишень	Отношение $\eta$ числа «частиц» к числу $\pi$ -мезонов в мишени
$K^+$	4,0	Be	$9 \cdot 10^{-2}$	$K^+$	9,4	Be	$13 \cdot 10^{-2}$	$\bar{p}$	6,4	Al	$1 \cdot 10^{-2}$
$K^+$	5,4	Be	$12 \cdot 10^{-2}$	$K^-$	5,4	Al	$3 \cdot 10^{-2}$	$\bar{p}$	7,4	Al	$1 \cdot 10^{-2}$
$K^+$	6,4	Be	$12 \cdot 10^{-2}$	$K^-$	6,4	Al	$6 \cdot 10^{-2}$	$\bar{p}$	8,8	Al	$9 \cdot 10^{-3}$
$K^+$	7,4	Be	$13 \cdot 10^{-2}$	$K^-$	7,4	Al	$6 \cdot 10^{-2}$	$\bar{p}$	11,4	Al	$8 \cdot 10^{-3}$
$K^+$	11,4	Be	$13 \cdot 10^{-2}$	$K^-$	8,8	Al	$5 \cdot 10^{-2}$	$\bar{p}$	12,4	Al	$6 \cdot 10^{-3}$
$K^+$	13,6	Be	$15 \cdot 10^{-2}$	$K^-$	11,4	Al	$5 \cdot 10^{-2}$	$\bar{p}$	14,4	Al	$4 \cdot 10^{-3}$
$K^+$	15,2	Be	$14 \cdot 10^{-2}$	$K^-$	16,4	Al	$2 \cdot 10^{-2}$	$\bar{p}$	16,4	Al	$2 \cdot 10^{-3}$

Примечание Во всех случаях угол вылета вторичных частиц из мишени  $\theta = 4,75^\circ$ .

— имеют ничтожный выход среди вторичных частиц. Величина  $\eta$  в зависимости от энергии ускоренных протонов, импульса вторичных частиц и других факторов лежит в интервале  $10^{-2} \div 10^{-5}$ . Между тем для эффективной работы, например, пузырьковых камер общее число регистрируемых в каждом рабочем цикле частиц не должно превышать нескольких десятков (20÷40). Число фоновых частиц, естественно, должно быть по крайней мере одного порядка с числом нужных частиц, а коэффициент сепарации\*) тем самым равняться  $10^2 - 10^5$ .

\*) Коэффициент сепарации равен отношению числа фоновых частиц к нужным до и после сепарации.

Основными характеристиками частиц являются масса, электрический заряд, спин, магнитный момент, время жизни и др. В принципе разделение смеси из частиц двух и более сортов может быть основано на различии в любой из перечисленных характеристик. Однако с точки зрения экспериментального осуществления этой задачи, т. е. уровня сегодняшней техники, следует отдать предпочтение таким характеристикам как масса, заряд, время жизни. Использование электрического и магнитного полей, наличие взаимодействия заряженных частиц со средой позволило осуществить значительное число методов сепарации. Основными из них являются метод поглотителя, метод электростатической и электродинамической сепарации частиц и некоторые другие.

В данной работе систематизированы и изложены существующие и проектируемые методы сепарации частиц высоких энергий.

## II. ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ДЛЯ СЕПАРАЦИИ ОСОБЕННОСТЕЙ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЧАСТИЦ И ИХ РАСПАДНЫХ СВОЙСТВ

### § 1. Метод поглотителя

Одним из наиболее простых и самых старых методов сепарации заряженных частиц по массам является метод «поглотителя». Он основан на том, что ионизационные потери частиц при прохождении через какую-либо среду определяются их скоростью.

Пусть имеется моноимпульсный пучок, состоящий, например, из двух сортов частиц разной массы. В соответствии с разницей масс скорость частиц одного сорта будет отличаться от скорости другого. Следовательно, при прохождении через поглотитель разница в скорости обеспечит на выходе из него разделение частиц каждого сорта также по импульсам. В дальнейшем магнитный анализ позволит получить пространственное разделение этих частиц.

Как известно, выражение для наиболее вероятных энергетических (ионизационных) потерь частицы после прохождения слоя вещества в  $l$  г/см<sup>2</sup> с учетом статистического характера потерь можно представить в виде<sup>3</sup>

$$E_i - E_p = \frac{0,3Zm_e c^2 l}{\beta^2} \left[ \ln \frac{0,6Zm_e c^2 l}{A(1-\beta^2)I^2(Z)} - \beta^2 + j \right], \quad (2,1)$$

где  $E_i$  и  $E_p$  — соответственно энергии частицы до и после прохождения вещества,  $Z$  — атомный номер вещества,  $A$  — массовое число вещества,  $\beta$  — скорость частицы в единицах скорости света  $c$ ,  $m_e c^2$  — энергия покоя электрона,  $I(Z)$  — средний потенциал ионизации атома с атомным номером  $Z$ ,  $j$  — некоторая функция\*), зависящая от скорости частицы и характеристик среды.

В выражении (2,1) не учтено, однако, важное обстоятельство, которое следует иметь в виду, а именно экранирование электрического поля пролетающей частицы атомами среды — так называемый эффект плотности вещества. Экранирование ослабляет взаимодействие и приводит к уменьшению энергетических потерь. Этот эффект возрастает по мере роста скорости частицы.

Изменение импульса частицы после прохождения поглотителя можно выразить как

$$d(pc) = \int_0^l \frac{1}{\beta} \left( \frac{dE}{dx} \right) dx. \quad (2,2)$$

\*) Расчеты по определению функции  $j$  можно найти, например, в работе<sup>4</sup>; см. также<sup>3</sup>.

Получение максимального эффекта сепарации пучков определяется выбором тормозящей среды. Желательно, чтобы ионизационные потери были велики ( $I(Z)$  мало, и эффект плотности вещества также мал). Вместе с тем необходимо свести к минимуму рассеяние частиц и их ядерное взаимодействие с веществом. Этим требованиям удовлетворяют поглотители с малым  $Z$ , такие, как Be,  $(\text{CH}_2)_2$ , LiH.

Рассмотрим применение метода поглотителя для получения обогащенного пучка  $K^+$ -мезонов<sup>5</sup>. Схема этого пучка приведена на рис. 1. Пучок  $\pi$ -,  $K$ -мезонов с импульсом  $400 \text{ Мэв/с}$ , вылетающий из мишени под

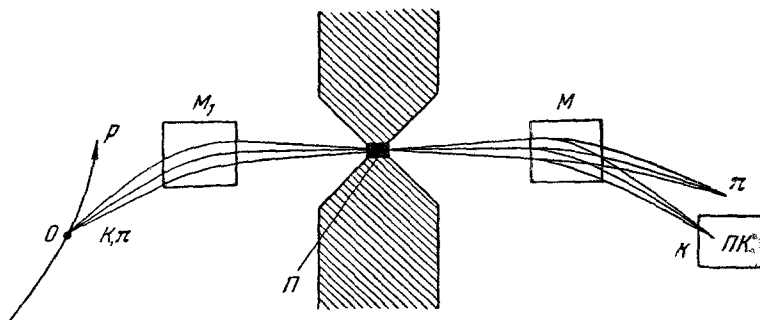


Рис. 1. Схема канала  $K$ -мезонов с импульсом  $400 \text{ Мэв/с}$ .

$O$  — мишень;  $p$  — пучок ускоренных протонов;  $K, \pi$  — пучок сепарируемых частиц;  $M_1, M$  — поворотно-фокусирующие магниты;  $\Pi$  — поглотитель из бериллия;  $ПК$  — пузырьковая камера.

углом  $35^\circ$ , попадает в магнит  $M_1$ . Этот магнит наряду с выделением требуемого интервала импульсов осуществляет и фокусировку пучка на бериллиевый поглотитель\*). Толщина поглотителя  $8 \text{ см}$ . После прохождения поглотителя пучок попадает во второй магнит  $M$ , который обеспечивает пространственное разделение  $K$ - и  $\pi$ -мезонов. Коэффициент сепарации равен 50.

В последнее время появилось сообщение<sup>6</sup> о проекте сепаратора для получения обогащенного пучка антипротонов и  $K$ -мезонов с импульсом до  $6 \text{ Гэв/с}$ . Авторы считают, что можно получить пучок с относительным содержанием  $\pi$ -,  $K$ -мезонов и антипротонов  $1 : 8 : 8$ , если будет обеспечено выделение интервала импульсов сепарируемых частиц  $\frac{\Delta p}{p} = 0,25\%$

и стабильность поддержания тока в магнитах и линзах порядка  $0,01\%$ . В качестве замедлителя предполагается использовать твердый  $(\text{CH}_2)_2$ .

По-видимому, и в дальнейшем простота метода поглотителя будет привлекать внимание физиков, особенно в тех случаях, когда не требуется иметь пучки с малыми примесями фоновых частиц.

## § 2. Пучки $\mu$ -мезонов

Мюоны преимущественно образуются при распаде  $\pi$ -мезонов

$$\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu.$$

Без применения специальных мер проводить исследования с ними весьма затруднительно ввиду низкой интенсивности и большого фона сильновзаимодействующих  $\pi$ -мезонов. В связи с этим возникает проблема

\*) В случае, когда пучок сфокусирован на поглотитель, рассеяние частиц в меньшей степени сказывается на качестве сепарации.

создания каналов, обеспечивающих высокоинтенсивные пучки  $\mu$ -мезонов с малой примесью  $\pi$ -мезонов.

При распаде пионов большой энергии  $\mu$ -мезоны образуются в конусе с угловым раствором  $2\theta_{\text{макс}}$ , определяемом соотношением <sup>7</sup>

$$\sin \theta_{\text{макс}} = \frac{E_{0\pi}^2 - E_{0\mu}^2}{2E_{0\mu} p_{\pi} c}, \quad (2,3)$$

где  $E_{0\pi} = 140 \text{ Мэв}$  — энергия покоя, а  $p_{\pi}$  — импульс распадающихся  $\pi$ -мезонов,  $E_{0\mu} = 106 \text{ Мэв}$  — энергия покоя  $\mu$ -мезонов.

Импульсы  $p_{\mu}$  образующихся  $\mu$ -мезонов в зависимости от угла их вылета выражаются формулой <sup>7</sup>

$$p_{\mu} c = \frac{E_{\pi}^* \beta_{\pi} \cos \theta \pm \sqrt{E_{\pi}^{*2} - E_{0\mu}^2 \gamma_{\pi}^2 (1 - \beta_{\pi}^2 \cos^2 \theta)}}{\gamma_{\pi} (1 - \beta_{\pi}^2 \cos^2 \theta)}, \quad (2,4)$$

в которой введены следующие обозначения:

$$E_{\pi}^* = \frac{E_{0\pi}^2 + E_{0\mu}^2}{2E_{0\pi}}$$

— энергия  $\pi$ -мезонов в системе центра инерции,  $\gamma_{\pi}$  — их энергия в лабораторной системе координат, отнесенная к энергии покоя.

База, на которой интенсивность пионов в результате распада уменьшается в  $e$  раз, равна

$$L = \frac{\tau p_{\pi} c^2}{E_{0\pi}}, \quad (2,5)$$

где  $\tau = 2,65 \cdot 10^{-8} \text{ сек}$  — время их жизни. Для получения интенсивного пучка  $\mu$ -мезонов, очевидно, необходимо их собирать на базе, сравнимой с распадной длиной (2,5). Эту задачу можно решить, создавая сильнофокусирующий канал, состоящий из набора квадрупольных линз. Детальный расчет оптических свойств канала и измерения характеристик применяемых линз содержатся в ряде работ <sup>8-10</sup>. Поскольку  $\mu$ -мезоны образуются по всей длине канала, требуемое количество линз для формирования пучка и соответственно потребляемая мощность довольно значительны. С увеличением импульсов  $\pi$ -мезонов длина канала существенно возрастает и экономические факторы становятся основным препятствием на пути его создания. В некоторой степени указанную трудность, по-видимому, удастся обойти, используя вместо линз недавно предложенную систему из нескольких параллельных проводников, по которым течет сильный ток <sup>11</sup>. Такая система, как показано авторами работы <sup>11</sup>, способна удерживать значительную часть образующихся  $\mu$ -мезонов.

В настоящее время имеется сообщение лишь об одном действующем  $\mu$ -мезонном канале <sup>12</sup>. Этот канал (рис. 2), созданный в ЦЕРНе, позволяет получать  $\mu$ -мезонные пучки как высокой (от  $\pi$ -мезонов в области импульсов  $\sim 420 \text{ Мэв/с}$ ), так и низкой энергии ( $\pi$ -мезоны с импульсом выше  $230 \text{ Мэв/с}$  и соответственно  $\mu$ -мезоны с импульсом  $130 \text{ Мэв/с}$  и ниже). В качестве примера приведем характеристики рождающихся мюонов при высоких энергиях. Для пионов с импульсом  $420 \text{ Мэв/с}$  имеем  $E_{\pi} = 440 \text{ Мэв}$ ,  $E_{\pi}^* = 116 \text{ Мэв}$ ,  $\beta_{\pi} \simeq 0,954$ ,  $\gamma_{\pi} = 3,14$ . Исходя из соотношений (2,3) — (2,5), для мюонов в этом случае получим  $\theta_{\text{макс}} \simeq 100 \text{ мрад}$ ,  $p_{\mu \text{ макс}} \simeq 424 \text{ Мэв/с}$ ,  $p_{\mu \text{ мин}} \simeq 235 \text{ Мэв/с}$  и  $L \simeq 24 \text{ м}$ . Отсюда ясно, что основная трудность при создании канала состояла в том, чтобы обеспечить оптимальный выход мюонов при наличии столь необычного для оптических систем протяженного источника с довольно большими угловыми

и энергетическими характеристиками. Чтобы сформировать  $\mu$ -мезонный пучок, в канале используются 24 квадрупольные линзы, размещенные на базе длиной 13 м. Апертура линз составляет 20 см, а максимально достижимый градиент магнитного поля в них равен  $1000 \text{ э/см}$ .

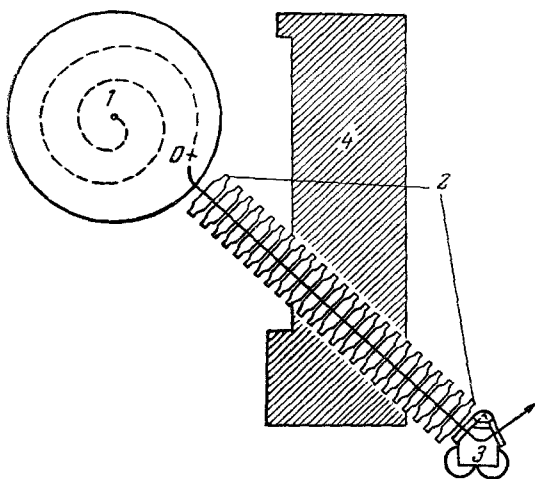


Рис. 2. Принципиальная схема  $\mu$ -мезонного канала в ЦЕРНе.

1 — Синхроциклотрон, 2 — оптический канал из квадрупольных линз, 3 — анализирующий магнит, 4 — бетонная защита.

Источником  $\pi$ -мезонов, поступающих на вход канала, является пучок протонов, ускоряемых в синхроциклотроне до энергии 600 Мэв. Первоначальный анализ  $\pi$ -мезонов по импульсам осуществляется полем самого ускорителя, выделяющим частицы с импульсами 350 Мэв/с и выше. Для получения пучка  $\mu$ -мезонов низкой энергии приходится менять на противоположное направление магнитного поля ускорителя так, чтобы протоны ускорились в обратном направлении. Тогда при соответствующем выборе положения мишени в канал будут поступать  $\pi$ -мезоны с интервалом импульсов в области 230 Мэв/с. Окончательный анализ по импульсам производится сильнофокусирующим магнитом, состоящим из трех секций и поворачивающим частицы на угол  $70^\circ$ . Вес магнита составляет 21 т. Средний радиус кривизны равен 110 см, а максимальное поле на этом радиусе достигает величины 10 000 э. По своим фокусирующим свойствам магнит является продолжением канала. Настройка канала производится путем изменения величины токов в линзах. Зависимость интенсивности мезонов от величины устанавливаемых токов представлена на рис. 3.

Проведенные на канале измерения показали, что при импульсе 280 Мэв/с на мишень размером  $10 \times 10 \text{ см}^2$ , расположенную на расстоянии 110 см от магнита, попадает 4300  $\mu$ -мезонов/сек. Разброс по импульсам в пучке на полувысоте кривой составляет  $\pm 6,3\%$ , а угловой разброс относительно оси пучка в том же месте равен  $\pm 27 \text{ мрад}$  в горизонтальном направлении и  $\pm 60 \text{ мрад}$  в вертикальном направлении. Фон от  $\pi$ -мезонов достигает 1,5%. На расстоя-

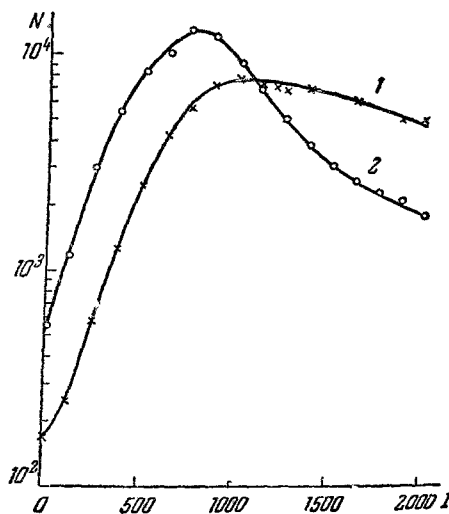


Рис. 3. Зависимость интенсивности мезонов  $N$  от величины токов в линзах  $I$  (амперы) для  $\mu$ -мезонного канала в ЦЕРНе. Кривая 1 соответствует мезонам большой энергии, кривая 2 — мезонам низкой энергии.

1,5%. На расстоя-

нии 80 см от магнита интенсивность увеличивается до 6000  $\mu^-$ -мезонов/сек., а фон от  $\pi$ -мезонов доходит до 2,2%. Указанные цифры получены при интенсивности ускоренного до конечной энергии пучка протонов 0,25 мка.

### § 3. Пучки нейтрино

Для исследований процессов слабого взаимодействия с участием нейтрино необходимо получение интенсивных потоков этих частиц. Сечение взаимодействия нейтрино с веществом ничтожно мало ( $\sigma \simeq 10^{-38} \text{ см}^2$ )<sup>13</sup>. Поэтому для отделения фоновых частиц используют поглотители большой толщины (например, сталь, бетон). Благодаря малому сечению взаимодействия поток нейтрино проходит толщину поглотителя практически без ослабления, в то время как сопутствующий фон в значительной степени поглощается.

Потоки нейтрино высокой энергии на больших ускорителях получают в основном при распаде  $\pi$ - и  $K$ -мезонов:

$$\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm + (\nu_\mu, \bar{\nu}_\mu),$$

$$K^\pm \rightarrow \mu^\pm + (\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu).$$

Высокую интенсивность потока нейтрино можно обеспечить, фокусируя  $\pi$ - и  $K$ -мезоны в широком интервале импульсов и углов вылета. Последнее обстоятельство является важным, поскольку нейтрино, образующиеся при распаде этих частиц, имеют узкое угловое распределение. Для фокусировки их в ЦЕРНе используется специальное устройство — «магнитный горн»<sup>14</sup>. Принцип его действия наиболее наглядно можно проиллюстрировать на примере, взятом из геометрической оптики. Пусть имеется конус с угловым раствором  $2\theta$  и полностью отражающей внутренней поверхностью (рис. 4, а). Если на оси его в некоторой точке  $O$  поместить световой источник, то оказывается, что такая система фокусирует лучи в направлении оси. Таими же свойствами по отношению к заряженным частицам одинакового знака обладает магнитный горн, если последние рождаются в мишени, помещенной внутри его на оси. Устройство горна схематически показано на рис. 4, б. По двум концентрическим проводящим конусам течет ток в противоположных направлениях. При этом в пространстве между конусами возникает сильное магнитное поле, обратно пропорциональное расстоянию от оси. Вылетающие из мишени частицы проходят через стенку внутреннего конуса и, попадая в область магнитного поля, фокусируются в направлении оси горна. Результаты расчетов траекторий частиц приведены в работе<sup>15</sup>. Максимальный угол вылета частиц, при котором последние еще могут фокусироваться магнитным горном, зависит от его размеров, напряженности магнитного поля и величины импульса. Для фокусировки частиц с высокими импульсами, порядка нескольких Гэв, требуются исключительно большие токи (сотни кА), которые можно обеспечить лишь при импульсном режиме работы горна. Длительность импульса при этом порядка 200 мксек.

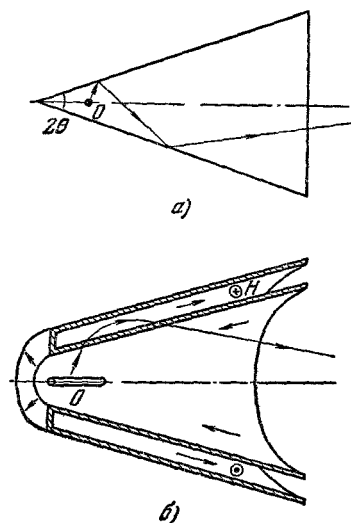


Рис. 4. Магнитный горн.  
а) Оптический аналог магнитного горна; б) конструкция горна.

Механические напряжения, возникающие при работе, достигают нескольких тонн, а температура внутреннего проводника повышается за каждый импульс на  $70^\circ \text{C}$ . Все это накладывает жесткие требования на выбор материала внутреннего конуса, особенно в его узкой части. В качестве такого материала был выбран тантал, обладающий хорошими механическими свойствами. Мишень, помещенная внутри горна, представляет собой цилиндрический стержень из тяжелого материала (вольфрама) длиной 15 см и диаметром 5 мм. Малый диаметр мишени позволяет вывести из нее  $\pi$ - и  $K$ -мезоны с малыми углами вылета. Однако при этом возникает проблема фокусировки выведенного из ускорителя пучка протонов на

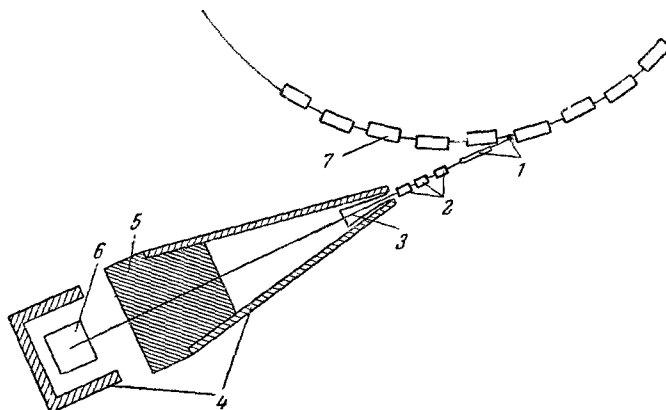


Рис. 5. Принципиальная схема нейтринного канала в ЦЕРНе.

1 — Отклоняющие магниты; 2 — квадрупольные линзы; 3 — магнитное горно; 4 — бетонная защита; 5 — поглотитель из стали; 6 — пузырьковая или искровая камеры; 7 — ускоритель.

мишень малых поперечных размеров. Эта задача решается путем использования магнитных квадрупольных линз. Для улучшения фоновых условий при регистрации взаимодействия нейтрино используется быстрый односторонний вывод пучка из ускорителя. Схема нейтринного канала в ЦЕРНе приведена на рис. 5. В настоящее время на канале проводятся исследования с пучком нейтрино<sup>16</sup>. Уже получено 332 000 снимков с пузырьковой камеры. Эксперименты проводятся при энергии ускоренных протонов 24,8 Гэв, и при этом на мишень, расположенную в магнитном горне, выводится  $7 \cdot 10^{11}$  протонов в импульсе.

### III. ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКИЕ СЕПАРАТОРЫ

#### § 1. Принцип электростатической сепарации

В основу метода разделения вторичных частиц по массам в электростатическом поле положены весьма простые соображения. Частицы с одинаковыми импульсами, но с различной массой будут иметь некоторую разность скоростей  $\Delta v$ . При пролете через однородное электрическое поле, направленное перпендикулярно к их движению, такие частицы из-за разности времен пролета участка с полем получают неодинаковые поперечные импульсы и выходят из него под разными углами. За счет этого удается пространственно разделить пучки вторичных частиц по сортам (по массам). Приборы, использующие указанный принцип для выделения пучков частиц одного сорта, получили название электростатических сепараторов.



Рассмотрим теперь количественную сторону этого метода сепарации<sup>17</sup>. Пусть частицы двух сортов с одинаковым импульсом  $p$  и различными скоростями  $\beta_1$  и  $\beta_2$  движутся в направлении оси  $z$ , а однородное электрическое поле напряженности  $\mathcal{E}$  направлено по оси  $x$ . Тогда уравнение движения в  $x$ -направлении можно записать в виде

$$\frac{dp_{\perp}}{dt} = e\mathcal{E}, \quad (3,1)$$

где  $p_{\perp}$  — поперечный импульс,  $e$  — заряд частицы. Для начальных условий

$$p_{\perp}(0) = 0 \quad (3,2)$$

получим

$$p_{\perp} = e\mathcal{E}\tau, \quad (3,3)$$

где  $\tau$  — время пролета участка с полем. Если длина этого участка вдоль оси  $z$  равна  $l$ , то  $\tau_{1,2} = \frac{l}{c\beta_{1,2}}$ . Далее везде предполагается, что  $p_{\perp} \ll p$ . Разность поперечных импульсов этих частиц определяется выражением

$$\Delta p_{\perp} = \frac{e\mathcal{E}l}{c} \Delta\left(\frac{1}{\beta}\right), \quad (3,4)$$

где  $\Delta\left(\frac{1}{\beta}\right) = \frac{1}{\beta_1} - \frac{1}{\beta_2}$ . Угол  $\Delta\alpha$ , под которым разлетаются частицы при выходе из участка с полем, равен  $\frac{\Delta p_{\perp}}{p}$ , или, учитывая соотношение (3,4),

$$\Delta\alpha = \frac{e\mathcal{E}l}{pc} \Delta\left(\frac{1}{\beta}\right). \quad (3,5)$$

Для крайне релятивистского случая, когда  $\beta_1 \simeq \beta_2 \simeq 1$ ,

$$\Delta\left(\frac{1}{\beta}\right) \approx -\frac{\Delta(E_0^2)}{2(pc)^2}, \quad (3,6)$$

где  $\Delta(E_0^2) = E_{01}^2 - E_{02}^2$ ,  $E_{01}$  и  $E_{02}$  — энергии покоя рассматриваемых частиц. Подставляя (3,6) в (3,5), найдем

$$\Delta\alpha = -\frac{e\mathcal{E}l}{2(pc)^3} \Delta(E_0^2). \quad (3,7)$$

Линейное разделение пучков в плоскости сепарации  $y = 0$  в соответствии с (3,7) равно

$$\Delta x = -\frac{e\mathcal{E}l\Delta(E_0^2)}{2(pc)^3} \left(\frac{l}{2} + L\right), \quad (3,8)$$

где  $L$  — длина вдоль оси  $z$ , которую пролетают частицы после выхода из области поля.

Часто бывает удобно сохранить первоначальную траекторию нужного сорта частиц, имеющих, например, скорость  $\beta_1$ . Этого можно достигнуть использованием однородного магнитного поля, направленного вдоль оси  $y$  и удовлетворяющего соотношению<sup>1, 18, 20</sup>

$$H = \frac{\mathcal{E}}{\beta_1}; \quad (3,9)$$

тогда фоновые частицы, обладающие скоростью  $\beta_2$ , получают импульс  $(p_{\perp})_2 = \Delta p_{\perp}$  в соответствии с соотношением (3,4). Действительно, уравнение движения в этом случае запишется в виде

$$\frac{dp_{\perp}}{dt} = e(\mathcal{E} - \beta H). \quad (3,10)$$

Для нужных частиц сила Лоренца равна нулю, и при учете условия (3,2) имеем  $(p_{\perp})_1 = 0$ . Для фоновых частиц уравнение (3,10) запишется в виде

$$\frac{d(p_{\perp})_2}{dt} = e\mathcal{E} \left( 1 - \frac{\beta_2}{\beta_1} \right),$$

и, следовательно, получаемый поперечный импульс будет совпадать с соотношением (3,4).

Существенным для данного метода сепарации является то, что разделение пучков  $\Delta\alpha$  обратно пропорционально кубу импульса частиц. Это обстоятельство, как будет показано ниже, накладывает предел на использование данного принципа при очень высоких энергиях частиц.

## § 2. Принципиальная схема электростатического сепаратора

Принципиальная схема электростатического сепаратора показана на рис. 6, а. Оптическим источником вторичных частиц служит мишень  $O$ . Телесный угол сепаратора определяется системой коллиматоров  $K_1$ .

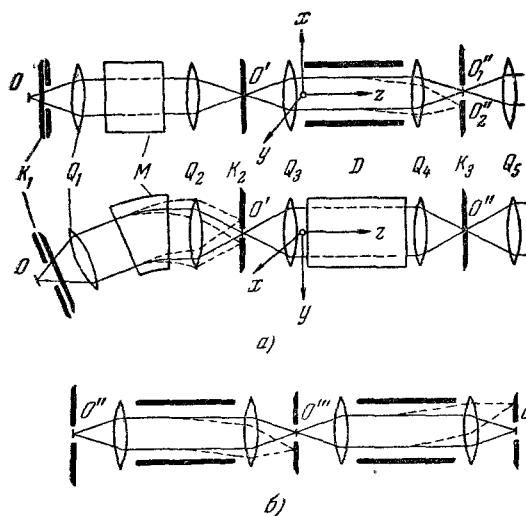


Рис. 6. Принципиальная схема электростатического сепаратора: а) однокаскадного, б) двухкаскадного.

В случае а) изображение сепаратора дано в плоскости сепарации (верхний рисунок) и в плоскости анализа (нижний рисунок).

Выветевшие из мишени вторичные частицы проходят через коллиматоры  $K_1$ , фокусируются магнитным объективом  $Q_1$  и поступают в анализирующий магнит  $M$ . После магнитного анализа, который проводится в горизонтальной плоскости (ее в дальнейшем будем называть плоскостью анализа), частицы с заданным импульсом  $p$  фокусируются объективом  $Q_2$  на вертикальную щель коллиматора  $K_2$ , образуя промежуточное изображение  $O'$  источника  $O$ . Используемый интервал импульсов частиц  $\frac{\Delta p}{p}$  определяется шириной щели этого коллиматора. Промежуточное изображение  $O'$  находится в фокальной плоскости объектива  $Q_3$ . После этого объектива параллельный пучок проходит в направлении оси  $Oz$  через дефлектор  $D$ , в котором созданы статические, однородные поля  $\mathcal{E}$  и  $H$ .

Поле  $\mathcal{E}$  направлено вдоль оси  $x$ , а поле  $H$  — вдоль оси  $y$ , причем  $\mathcal{E}/H = \beta_1$ . В соответствии с этим сепарация частиц происходит в вертикальной плоскости (ее будем в дальнейшем называть плоскостью сепарации). Угол разделения частиц  $\Delta\alpha$  определяется соотношением (3,5). В фокальной плоскости магнитного объектива  $Q_4$  изображения, даваемые пучками частиц разного сорта,  $O'_1$  и  $O'_2$ , оказываются пространственно разделенными. Нужные частицы пропускаются через щель коллиматора  $K_3$  и после фокусировки поступают в пузырьковую камеру. Фоновые частицы не проходят через коллиматор  $K_3$ .

Введем коэффициент качества разделения

$$\varepsilon = \frac{S}{h''}, \quad (3,11)$$

где  $S$  — расстояние между центрами промежуточных изображений,  $O_1''$ ,  $O_2''$  и  $h''$  — их линейные размеры в плоскости сепарации  $y = 0$ . Для того чтобы изображения  $O_1''$  и  $O_2''$  были минимальны, коэффициент увеличения оптической системы выбирают близким к 1. Тогда размеры  $O_1''$  и  $O_2''$  определяются как размерами самого источника  $O$ , так и искажениями, вносимыми сферической и хроматической аберрациями магнитно-оптической системы. Для идеальной (абберации отсутствуют) оптической системы с единичным увеличением размеры изображений в плоскости сепарации  $h''$  равняются высоте мишени  $h$  и, следовательно,

$$\varepsilon = \frac{S}{h}. \quad (3,12)$$

Величина  $S = \Delta\alpha \cdot F$ , где  $\Delta\alpha$  дается соотношением (3,5), а  $F$  — фокусное расстояние объектива.

Отсюда

$$\varepsilon = \frac{e\mathcal{E}l}{c} \left( \frac{1}{\beta_1} - \frac{1}{\beta_2} \right) \frac{F}{h}. \quad (3,13)$$

Как показывает опыт работы с пузырьковыми камерами, пучки могут быть разделены, если выполнено условие

$$\varepsilon \geq 2. \quad (3,14)$$

На практике следует учитывать различные аберрации в оптической системе, а также другого рода возмущающие факторы, не связанные с оптикой (на них мы более подробно остановимся ниже). В результате изображения  $O_1''$  и  $O_2''$  получаются размытыми и могут перекрываться, т. е. разделение частиц получается неполным. Поэтому обычно в сепаратор включают несколько дефлекторов, при прохождении которых пучок нужных частиц последовательно «очищается» от фоновых.

На рис. 6, б приведена двухкаскадная схема такого сепаратора. Как будет показано ниже, оптическое увеличение каждого из каскадов подбирается близким к минус единице, т. е. каждое следующее изображение является перевернутым по отношению к предыдущему. Поскольку основная часть фоновых частиц в оптическом изображении нужных частиц находится на краю его, лучшие условия разделения обеспечиваются, когда знаки полей  $\mathcal{E}$  и  $H$  в каждом следующем каскаде противоположны по отношению к предыдущему.

### § 3. Ионнооптическая система сепаратора

В сепараторах в качестве фокусирующих объективов используется набор из нескольких магнитных квадрупольных линз (дублеты, триплеты). Одиночная квадрупольная линза не может дать действительное изображение, так как при фокусировке в одной плоскости (например, по вертикали) она дефокусирует в другой плоскости (по горизонтали).

Будем называть периодом оптической системы сепаратора ту часть оптики, которая заключена между двумя соседними промежуточными изображениями  $O^{n-1}$  и  $O^n$ . Например, в схеме сепаратора, представленного на рис. 6, б, таким периодом является система, заключенная между  $O''$  и  $O'''$  или  $O''$  и  $O^{IV}$  и составленная из двух объективов линз. Произведем расчет такой оптической системы. Возьмем случай простейших объективов — дублетов квадрупольных линз, причем рассмотрение будем

проводить в приближении «тонких» линз. Используем матричный метод <sup>21, 22</sup> и введем вектор

$$\mathbf{r} = \begin{pmatrix} x \\ \alpha \\ y \\ \chi \end{pmatrix}, \quad (3,15)$$

характеризующий положение частицы, где  $x, \alpha$  — координата и угол частицы в вертикальной плоскости, а  $y, \chi$  — координата и угол в горизонтальной плоскости.

Если  $M$  — матрица преобразования для одиночной линзы, то положение частицы после прохождения линзы  $\mathbf{r}_2$  можно представить в виде

$$\mathbf{r}_2 = M\mathbf{r}_1, \quad (3,16)$$

где  $\mathbf{r}_1$  — вектор на входе линзы. Для магнитного квадруполья

$$M = \begin{pmatrix} M_x & 0 \\ 0 & M_y \end{pmatrix}, \quad (3,17)$$

$$M_x = \begin{pmatrix} 1 & \frac{d}{2} \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ +\frac{1}{F} & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & \frac{d}{2} \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (3,18)$$

— матрица преобразования для движения в вертикальной плоскости, а

$$M_y = \begin{pmatrix} 1 & \frac{d}{2} \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{F} & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & \frac{d}{2} \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (3,19)$$

— в горизонтальной плоскости,  $F = \pm Hq/dG$  — фокусное расстояние,  $Hq$  — магнитная жесткость частиц,  $G$  — градиент магнитного поля линзы,  $d$  — эффективная длина линзы. Введенное приближение в виде (3,18) и (3,19) будет достаточно точным, если  $|F| \gg d$ . Из структуры матрицы  $M$  (см. (3,17)) видно, что векторы  $\begin{pmatrix} x \\ \alpha \end{pmatrix}$  и  $\begin{pmatrix} y \\ \chi \end{pmatrix}$  преобразуются независимо. В дальнейшем ограничимся рассмотрением движения частиц только в вертикальной плоскости, так как соответствующее горизонтальное движение получается заменой  $F$  на  $-F$  в матрицах всех линз. Как было показано в предыдущем параграфе, применяемая система из двух идентичных объективов, т. е. период, последовательно преобразует точечный источник в параллельный пучок и затем снова параллельный пучок сводит в точку. Математически этот процесс отображается введением матрицы преобразования  $T$  для периода, являющейся произведением трех матриц: матрицы преобразования для первого объектива

$$R = \begin{pmatrix} R_{11} & R_{12} \\ R_{21} & R_{22} \end{pmatrix}, \quad (3,20)$$

матрицы для пространства между объективами длины  $D$

$$Q = \begin{pmatrix} 1 & D \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (3,21)$$

и матрицы для второго объектива, являющейся обратной по отношению к  $R$  и имеющей вид

$$\bar{R} = \begin{pmatrix} R_{22} & R_{12} \\ R_{21} & R_{11} \end{pmatrix}. \quad (3,22)$$

Если источник расположен на оси системы в точке  $z = 0$ , а плоскости  $z = z_1$  и  $z = z_2$  соответственно совпадают с главными плоскостями 1-й и 2-й линз первого объектива, то, как показано в работе <sup>22</sup>,

$$\left. \begin{aligned} R_{11} &= 1 + \frac{z_2 - z_1}{F_1}, & R_{12} &= z_2 + \frac{z_1(z_2 - z_1)}{F_1}, \\ R_{21} &= \frac{1}{F_1} + \frac{1}{F_2} + \frac{z_2 - z_1}{F_1 F_2}, & \\ R_{22} &= 1 + \frac{z_1}{F_1} + \frac{z_2}{F_2} + \frac{z_1(z_2 - z_1)}{F_1 F_2}, \end{aligned} \right\} \quad (3,23)$$

где  $F_1, F_2$  — соответствующие фокусные расстояния линз. Для того чтобы матрица  $R$  описывала преобразование точечного источника в параллельный пучок, а  $\bar{R}$  — соответственно обратное преобразование, должно быть выполнено условие  $R_{22} = 0$ . Если фокусные расстояния подобраны следующим образом:

$$\left. \begin{aligned} F_1 &= \pm z_1 \sqrt{1 - \frac{z_1}{z_2}}, \\ F_2 &= -\frac{z_2}{z_1} F_1 = \mp z_2 \sqrt{1 - \frac{z_1}{z_2}}, \end{aligned} \right\} \quad (3,24)$$

то указанное условие (см. (3,23)) выполняется как для вертикального, так и для горизонтального движения. Учитывая, что  $\text{Det } R = 1$  и  $R_{22} = 0$ , т. е. —  $R_{12}R_{21} = 1$ , получим  $T$  в виде

$$T = \begin{pmatrix} 0 & R_{12} \\ R_{21} & R_{11} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & D \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} R_{11} & R_{21} \\ R_{21} & 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -1 & 0 \\ -\frac{2R_{11}}{R_{12}} + \frac{D}{R_{12}^2} & -1 \end{pmatrix}.$$

Отсюда получаем оптическое увеличение системы

$$T_{11} = -1.$$

Важной характеристикой сепараторов частиц является интенсивность получаемого пучка. Она определяется, в частности, телесным углом оптической системы. Если максимальный угол в вертикальной плоскости есть  $\alpha$ , а в горизонтальной плоскости  $\chi$ , то телесный угол системы равен

$$\Omega = 4\alpha\chi.$$

Величина  $\alpha$  определяется вертикальными размерами  $2a$  апертуры линзы и ее положением по отношению к источнику:

$$\alpha = \frac{a}{z_1}.$$

В горизонтальной плоскости максимальный угол

$$\chi = \frac{b}{R_{12}},$$

где  $2b$  — горизонтальные размеры апертуры линзы. Согласно (3,23) и (3,24)

$$R_{12} = z_2 \left( 1 + \sqrt{1 - \frac{z_1}{z_2}} \right).$$

Отсюда телесный угол

$$\Omega = \frac{4ab}{z_1 z_2 \left( 1 + \sqrt{1 - \frac{z_1}{z_2}} \right)}.$$

Если перейти к рассмотрению реальных оптических систем, то необходимо учитывать различного рода оптические aberrации, приводящие к размытию изображений. Наибольший вклад вносит хроматическая aberrация. Она обусловлена зависимостью оптической силы линзы от импульса частиц и накладывает ограничение на выбор величины интервала импульсов сепарируемого пучка. Для триплета квадруполь хроматическая aberrация может быть уменьшена по сравнению с дублетом<sup>22</sup>. Для существенного ее уменьшения применяют более сложные магнитные линзы — сектуполи<sup>23</sup>.

Наличие нелинейных aberrаций, связанных с высшими пространственными гармониками в поле квадруполь, приводит к зависимости фокусирующих свойств линзы от координат ее апертуры. В последних, более совершенных конструкциях линз она в значительной степени устранена.

Сферическая aberrация, возникающая при наличии больших углов в траекториях частиц, на практике пренебрежимо мала для пучков большой энергии, так как углы в этом случае всегда малы ( $\ll 10^{-2}$  рад). Другие оптические искажения могут быть связаны с нестабильностью токов в линзах и наличием рассеянных магнитных полей. Однако влияние этих факторов можно свести к минимуму.

#### § 4. Пример действующего сепаратора

В настоящее время в ряде лабораторий работает несколько электростатических сепараторов<sup>1,18-20, 24-29</sup>. Остановимся подробнее на сепараторе для  $K^-$ -мезонов с импульсом  $1,17 \text{ Гэв/с}$ <sup>1, 20</sup>, который использовался в течение ряда лет для экспериментов на беватроне \*). Схема этого сепаратора показана на рис. 7. Общая длина канала от мишени до водородной

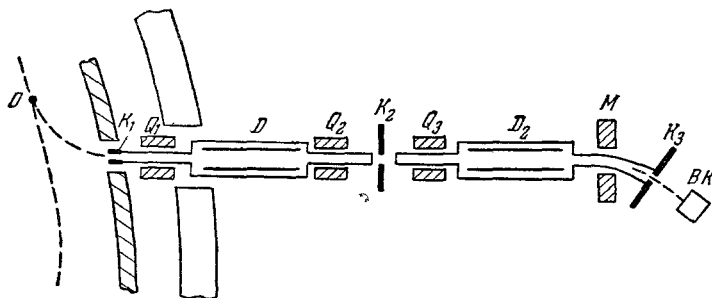


Рис. 7. Схема действующего электростатического сепаратора беватрона для  $K^-$ -мезонов с импульсом  $1,17 \text{ Бэв/с}$ .

O — внутренняя мишень;  $K_1, K_2, K_3$  — коллиматоры;  $Q_1, Q_2, Q_3$  — объективы из квадрупольных линз;  $D, D_2$  — дефлекторы; M — анализирующий магнит; BK — водородная камера.

пузырьковой камеры —  $133 \text{ м}$ . На таком расстоянии укладываются четыре распадных длины  $K^-$ -мезонов, вследствие чего в пузырьковую камеру попадает лишь 1,9% от начального числа  $K^-$ -мезонов. На входе в канал отношение  $K^-/\pi^-$  равно 0,007. Чтобы получить это отношение на выходе сепаратора не хуже единицы, коэффициент сепарации (отношение числа нужных частиц к фоновым на выходе канала при наличии сепарации, деленное на такую же величину без нее) должен быть порядка  $10^4$ . Это условие выполняется в двухкаскадной схеме.

\*) В настоящее время существуют, а также проектируются более совершенные системы<sup>30-32</sup>.

Положение мишени было выбрано так, чтобы вторичные частицы, вылетевшие из мишени с заданным импульсом  $1,17 \text{ Гэв/с}$  под нулевым углом, попадали точно на вход канала. Магнитный анализ вторичного пучка производился полем беватрона. После прохождения тонкого выходного окна камеры ускорителя и системы коллиматоров частицы фокусировались объективом в параллельный пучок и попадали в первый дефлектор. Дальнейшее движение пучка происходило в соответствии со схемой на рис. 6. Разница заключается лишь в том, что на выходе второго дефлектора применялся для вертикальной фокусировки пучка отклоняющий магнит. Окончательное отделение фоновых частиц от нужных осуществлялось коллиматором  $K_3$ .

Остановимся более подробно на некоторых наиболее важных деталях и узлах сепаратора.

**Мишень.** Размеры мишени были выбраны  $3,2 \times 12,5 \times 75$  (высота, радиальный размер и длина вдоль движения протонов в мм). Материал мишени — алюминий. Опыт показал, что в такой мишени взаимодействует примерно 70% первичного пучка протонов. Тепловой угол сепаратора  $4,3 \text{ мстер}$ . Интервал импульсов  $\Delta p/p$  частиц выбран в 2,5%, что обеспечило поток  $K^-$ -мезонов на входе в водородную камеру  $0,87 K^-/10^{10}$  протонов.

**Дефлекторы.** Поперечное сечение дефлектора показано на рис. 8. Горизонтальное однородное компенсирующее магнитное поле создавалось продольной обмоткой. Стенки  $A$  и  $B$  железного корпуса служили полюсными поверхностями, а  $E$  и  $F$  — магнитопроводом. Верхнее и нижнее основания  $C$  и  $D$ , изготовленные из нержавеющей стали, обеспечивали полную вакуумную изоляцию внутренней части дефлектора. Каждый электрод имел длину около 6 м, ширину 17,5 см и крепился на металлической раме. Расстояние между электродами было выбрано 5,5 см. Electroды были изготовлены из нержавеющей стали.

Рабочее напряжение составляло 380 кВ, при этом напряженность магнитного поля была 216 Гс, что обеспечивало выполнение условия  $\mathcal{E}/H = \beta$ . Угол разделения  $K^-$ -мезонов и пионов равен  $2,32 \text{ мрад}$ . Для получения  $K^-$ -мезонов с малой примесью фоновых частиц важно обеспечить высокую однородность и стабильность электрического и магнитного полей. Стабильность электрического поля поддерживалось не хуже 1%, а магнитного поля — 0,34%. Среднеквадратичное отклонение зазора между электродами по всей поверхности не превосходило 0,02 мм.

**Оптика пучка.** В качестве объективов  $Q_1$ ,  $Q_2$  и  $Q_3$  выбраны квадрупольные триплеты. Измерения показали, что наиболее опасной аберрацией в данной установке является нелинейная аберрация. В объективах типа ДФД (дефокусирующая линза + фокусирующая + дефокусирующая) она значительно меньше, чем в объективах типа ФДФ. Поэтому для вертикальной фокусировки, к которой предъявлялись более высокие требования, используется во всех трех объективах тип ДФД, хотя хроматическая аберрация в данном случае выше. Соответственно для

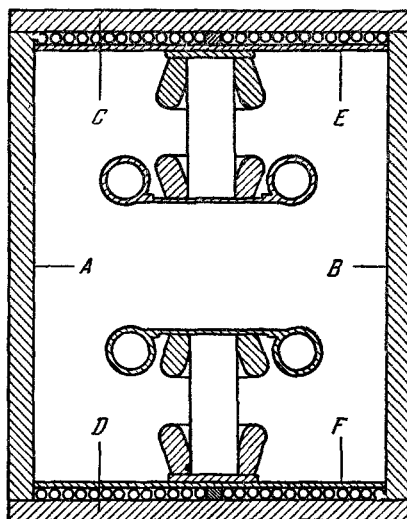


Рис. 8. Конструкция дефлектора (поперечный разрез).

фокусировки пучка в горизонтальной плоскости использовались объективы типа ФДФ.

**Эффективность сепарации и фон.** Имеется много причин, которые приводят к размытию промежуточных изображений и к проникновению фоновых частиц в  $K^-$ -мезонное изображение. Среди них наиболее важными являются: 1) нелинейная и хроматическая абберации в фокусирующих квадруполях, 2) многократное рассеяние частиц при прохождении через выходное окно камеры ускорителя, служащее для разделения вакуумной системы беватрона от вакуумной системы сепаратора, 3) «ореол», обусловленный распадом пионов и странных частиц в районе мишени, 4) рождение частиц на держателе мишени, 5) неоднородность и нестабильность магнитного поля ускорителя вдоль траектории от мишени до выходного окна, 6) рассеяние частиц на кромках щели коллиматоров, 7) нестабильность и неоднородность полей в дефлекторах и линзах, 8) распад  $\pi \rightarrow \mu$  в канале, что приводит к загрязнению пучка  $\mu$ -мезонами. Фон от  $\mu$ -мезонов может быть значителен, так как дефлектор слабо влияет на отделение мюонов от  $K^-$ -мезонов. Это связано с тем, что средний угол распада  $\pi \rightarrow \mu$  значительно больше угла сепарации, поэтому процент загрязнения мюонами будет определяться вероятностью их попадания на щель коллиматоров  $K_2$  и  $K_3$ . Для второго каскада факторы 2)–5) отсутствуют. Поэтому, как и следовало ожидать, коэффициент сепарации во втором каскаде оказался на порядок выше. Общий коэффициент сепарации равен  $10^5$ , и на входе в пузырьковую камеру отношение  $K^-/\pi^-$  равно 12,5.

#### § 5. Область применения метода электростатической сепарации

Дальнейшее развитие техники создания сепараторов позволило получить чистые пучки с более высокими энергиями, чем в приведенном примере действующего сепаратора. Так, например, в ЦЕРНе работает двухкаскадный сепаратор<sup>30</sup>, обеспечивающий чистые пучки  $K^-$ -мезонов с импульсом  $3,5 \text{ Гэв/с}$ , антипротонов с импульсом  $5 \text{ Гэв/с}$  и  $\pi^+$ -мезонов с импульсом  $6 \text{ Гэв/с}$ . Общая длина канала от мишени до пузырьковой камеры —  $87 \text{ м}$ . Напряженность поля в каждом каскаде  $\mathcal{E} = 50 \div 60 \text{ кВ/см}$ . В ЦЕРНе и других лабораториях создаются также сепараторы на более высокие энергии антипротонов (до  $10 \text{ Гэв/с}$ ) и  $K^-$ -мезонов (до  $6 \text{ Гэв/с}$ )<sup>31, 32</sup>. Длины этих каналов составляют более сотни метров, а напряженности электрических полей в дефлекторах доходят до  $100 \text{ кВ/см}$ . Такой значительный прогресс достигнут главным образом благодаря совершенствованию оптических систем каналов. Размеры изображений в плоскости сепарации доведены до  $1 \div 2 \text{ мм}$ , хроматическая абберация снижена в результате применения сектуполей и других систем, остальные виды аббераций и искажения в оптических системах в значительной степени устранены. Можно сказать, что совершенствование оптики достигло своего практического предела и дальнейший прогресс может быть обеспечен лишь путем улучшения других параметров. В соответствии с формулами (3,6) и (3,13) для ультрарелятивистских энергий и предельной оптики коэффициент качества разделения равен

$$\varepsilon = \frac{e l V (E_{02}^2 - E_{01}^2)}{2 (pc)^3 A}, \quad (3,25)$$

где  $V = \mathcal{E}s$  — полное напряжение на электродах дефлектора,  $A = h \frac{s}{F}$  — акцентанс пучка в плоскости сепарации и  $s$  — зазор между электродами дефлектора. Например, при работе с пузырьковыми камерами еще можно



допустить  $\varepsilon = 2$ . В соответствии с (3,25) предельный импульс сепарируемых частиц  $(pc)_{\max}$  для данного случая равен

$$(pc)_{\max} = \left( \frac{E_{02}^2 - E_{01}^2}{4} \frac{eVl}{A} \right)^{1/3}. \quad (3,26)$$

Отсюда следует, что продвижение вверх по шкале энергий при использовании метода электростатической сепарации может быть достигнуто в результате: а) уменьшения акцептанса  $A$ , б) увеличения напряжения  $V$  на электродах дефлектора, в) увеличения длины дефлектора  $l$ . Обсудим каждую из этих возможностей<sup>23, 33, 34</sup>.

Вертикальный акцептанс современных сепараторов достигает величины  $0,1 \div 0,2 \text{ мрад} \cdot \text{мм}$  при высоте мишени  $h = 1 \div 2 \text{ мм}$ . Дальнейшее сколько-нибудь существенное уменьшение его вряд ли целесообразно, так как это приводит к такому уменьшению интенсивности сепарированного пучка, при которой нарушается эффективная работа пузырьковой камеры.

Предельное напряжение на электродах определяется величиной, начиная с которой возникают интенсивные пробои. В настоящее время используются напряжения до  $500 \text{ кВ}$ . Есть основания полагать, что в будущем удастся поднять его до  $1 \text{ МВ}$  путем специальной обработки поверхности электродов, выбора материала и способа тренировки. Представляет интерес конструкция электродов, в которых поверхность одного из электродов покрыта полированным стеклом<sup>35</sup>. При работе дефлектора это стекло специально подогревается. Такие дефлекторы уже используются в действующих сепараторах<sup>26</sup>, и на них получены высокие напряженности ( $\mathcal{E} \simeq 100 \text{ кВ/см}$ ).

Длина дефлекторных пластин в современных сепараторах достигает  $\sim 20 \text{ м}$ . Дальнейшее увеличение длины становится трудным, поскольку необходимо учитывать расходимость пучка, а также возможность обеспечения заданной стабильности и однородности электрического и магнитного полей. Последнее накладывает жесткое ограничение на длину электродов и определяет предел использования электростатического метода сепарации при очень высоких энергиях. Действительно, флуктуации угла отклонения  $\delta\alpha$  связаны с флуктуациями электрического и магнитного полей  $\delta\mathcal{E}$  и  $\delta H$  следующим образом:

$$\frac{\delta\alpha}{\alpha} = \frac{\delta\mathcal{E}}{\mathcal{E}} + \frac{\delta H}{H},$$

где

$$\alpha = \frac{e\mathcal{E}l}{pc\beta}.$$

Для нормальной работы сепаратора должно выполняться условие

$$\frac{\delta\alpha}{\alpha} \ll \frac{\Delta\alpha}{\alpha},$$

где  $\Delta\alpha$  определяется соотношением (3,5). Учитывая, что для высоких энергий  $\beta_1 \simeq \beta_2 \simeq 1$ , получим условие стабильности полей  $\mathcal{E}$  и  $H$ :

$$\frac{\delta\mathcal{E}}{\mathcal{E}} \ll \Delta\beta \quad \text{и} \quad \frac{\delta H}{H} \ll \Delta\beta.$$

Так, например, при сепарации антипротонов и  $\pi$ -мезонов с импульсом  $5 \text{ ГэВ/с}$  величина  $\Delta\beta \simeq 10^{-2}$ . Отсюда следует, что стабильность и однородность полей  $\mathcal{E}$  и  $H$  должны быть порядка  $10^{-3}$ . С другой стороны, так как

$$\Delta\beta \simeq \frac{E_{02}^2 - E_{01}^2}{2(pc)^2},$$

при увеличении импульса сепарируемых частиц (антипротонов) с 5 до 15 Гэв/с стабильность и однородность должны поддерживаться на уровне не хуже  $10^{-4}$ . Обеспечение таких допусков, особенно при больших длинах дефлекторов, представляет технически весьма сложную задачу. По-видимому, получение чистых пучков антипротонов при помощи электростатических сепараторов ограничивается импульсами не выше 15 Гэв/с. Соответственно для  $K$ -мезонов этот предел может наступить в районе 10 Гэв/с. Рассматривая сепарацию  $K$ -мезонов, нужно учитывать и то обстоятельство, что  $K$ -мезоны — нестабильные частицы и что большие длины каналов могут привести к значительному уменьшению их числа.

#### IV. ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИЕ СЕПАРАТОРЫ

##### § 1. Основные принципы

Новый подход к проблеме сепарации частиц по массам основан на идеях, связанных с использованием анализирующих свойств высокочастотных (ВЧ) электромагнитных полей. Важным обстоятельством для плодотворного развития этих принципов было то, что

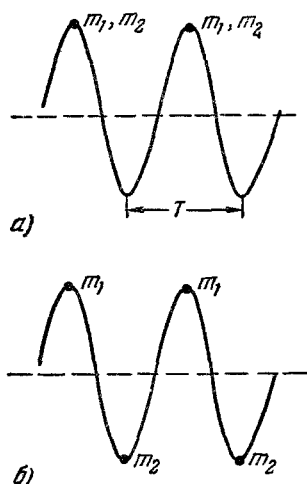


Рис. 9. Положения сепарируемых частиц относительно ВЧ отклоняющего поля.

а) Момент вылета из мишени; б) момент попадания в отклоняющее устройство ( $m_1, m_2$  — массы частиц,  $T$  — период ВЧ отклоняющего поля).

в целом ряде ускорителей существует достаточно хорошая ВЧ структура ускоренного пучка частиц, т. е. ускоренный пучок модулирован по интенсивности частотой ускоряющего напряжения. Наиболее показательным в этом отношении является линейный ускоритель. Пучок на выходе из него имеет характер периодически повторяющихся импульсов ускоренных частиц с достаточно высокой скважностью. Вторичные частицы, возникающие при взаимодействии ускоренного пучка с мишенью, будут, очевидно, повторять ВЧ структуру первичного пучка. Именно применительно к линейному ускорителю и был предложен В. Пановским<sup>36</sup> оригинальный метод сепарации частиц по массам. Кратко этот принцип сводится к следующему.

Пусть моноимпульсные частицы двух сортов периодически вылетают из мишени в течение малого интервала времени  $\Delta t \ll T$ , где  $T$  — величина периода ускоряющего напряжения. Их положение относительно ускоряющего напряжения в момент вылета из мишени схематически представлено на рис. 9, а. По мере пролета свободного пространства происходит разделение частиц по массам вдоль траектории их движения. Более тяжелые частицы, имеющие меньшую скорость, отстают от легких частиц. Величину разделения  $\Delta z$  на некоторой базе  $L$  можно выразить как

$$\Delta z = L \left( \frac{1}{\beta_1} - \frac{1}{\beta_2} \right). \quad (4.1)$$

Если теперь на пути частиц на некотором участке длиной  $l$  создать поперечное ВЧ электрическое поле с той же длиной волны  $\lambda$ , что и длина волны ускоряющего поля в линейном ускорителе, то при условии  $l \ll \lambda$  угловое отклонение частиц  $\alpha$  будет определяться лишь моментом попадания частиц в эту область.

При  $L$ , выбранном так, что

$$\Delta z = \frac{\lambda}{2} (2n+1), \quad (4,2)$$

где  $n = 0, 1, 2, \dots$ , и максимальном значении отклоняющего поля в момент влета легких частиц рассматриваемые частицы получают противоположные по знаку угловые отклонения (рис. 9, б) и далее могут быть пространственно разделены. Угол разделения в этом случае

$$\Delta\alpha = \frac{e\mathcal{E}l}{pc} \left( \frac{1}{\beta_1} + \frac{1}{\beta_2} \right). \quad (4,3)$$

Отклоняющее устройство может быть выполнено в виде отдельного резонатора или системы их, а также в виде волновода, обеспечивающего поперечное отклонение.

На возможность пространственного разделения вторичных частиц по массам при помощи волноводов с бегущей волной применительно к линейным ускорителям указано также Д. В. Волковым<sup>37</sup>.

В 1957 г. В. И. Векслер и В. А. Петухов (см. <sup>38,39</sup>) предложили метод сепарации частиц по массам для ускорителей такого типа, как протонные синхротроны со слабой и жесткой фокусировкой. Поясним предложенный метод на примере синхрофазотрона ОИЯИ. Синхрофазотрон ОИЯИ предназначен для ускорения протонов до энергии 10 Гэв. В процессе ускорения пучок занимает часть периметра вакуумной камеры. Его угловые размеры в конце ускорения составляют примерно  $100^\circ$ , что соответствует линейным размерам порядка 70 м. Такой же величины будет и протяженность отдельного сгустка вторичных частиц. Можно попытаться воспользоваться этой ВЧ структурой пучка вторичных частиц для разделения их по массам. Однако, как нетрудно видеть из выражений (4,1) — (4,2), выбор длины базы пролета  $L$ , обеспечивающей нужное продольное разделение частиц по массам, существенно зависит от длины волны  $\lambda$  ускоряющего напряжения. В синхрофазотроне ОИЯИ в конце ускорения  $\lambda \approx 200$  м и необходимая величина базы  $L$  для частиц с энергиями в несколько Гэв составила бы несколько километров.

Авторы предложили обойти эту трудность путем искусственного создания требуемой ВЧ структуры в пучке ускоренных протонов. Этого можно достичь, переводя синхрофазотрон в конце цикла ускорения в режим кратного ускорения. Действительно, если довести процесс ускорения протонов до конечной энергии, а затем выключить ускоряющее напряжение, то пучок заполнит равномерно весь периметр вакуумной камеры. Включая теперь ускоряющее напряжение, по частоте в  $q$  раз большее, чем частота обращения пучка, и обеспечивая при этом требуемые точности, можно перезахватить значительную долю протонов в новый режим — режим кратного ускорения. Ускоренный пучок будет тогда сгруппирован в  $q$  сгустков, а азимутальный размер каждого из них будет равен длине волны кратного напряжения  $\lambda_q = \frac{\lambda}{q}$ , где  $\lambda$  — длина волны ускоряющего напряжения при нормальном режиме работы синхрофазотрона. Чтобы существенно сократить длину базы  $L$ , необходимо обеспечить кратность  $q \sim 10^2$ . Время ускорения протонов на кратной частоте будет определяться лишь временем формирования пучка и временем вывода его на мишень. Режим вывода сформированных сгустков протонов на мишень выбирается таким, чтобы, не нарушая созданной ВЧ структуры циркулирующего пучка, обеспечить необходимую скважность периодически следующих импульсов вторичных частиц. Пространственное разделение частиц по массам осуществляется в конце базы пролета  $L$  с помощью системы резонаторов, работающих на той же длине волны  $\lambda_q$ .

Рассмотренные до сих пор динамические методы разделения частиц по массам основывались на наличии ВЧ структуры сепарируемого пучка частиц. Это обеспечивается автоматически при работе с линейными электронными ускорителями, либо такую структуру предлагается создавать искусственно, переводя ускоритель в режим кратного ускорения. Одной из первых попыток в динамическом методе сепарации частиц обойтись без ВЧ структуры пучка было предложение Дж. Блюэтта <sup>40</sup>. Предложенный автором способ сепарации (рис. 10) состоит в следующем. Выведенный

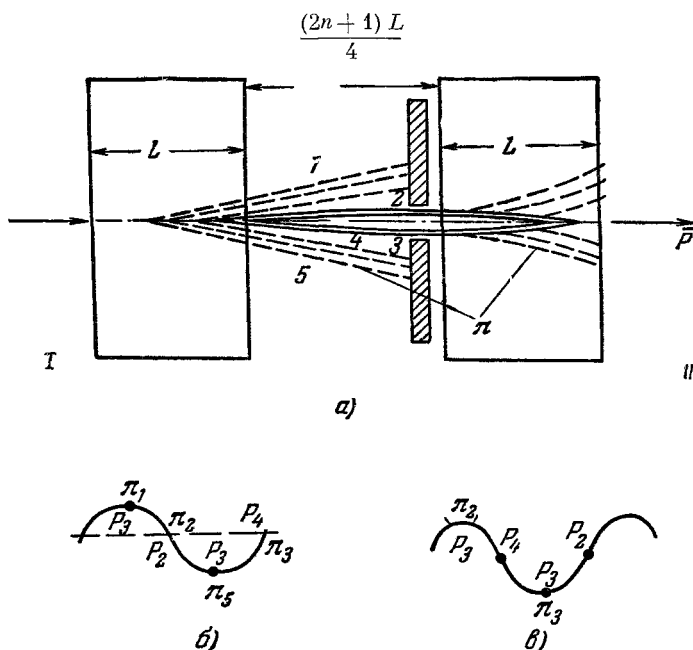


Рис. 10. а) Принципиальная схема высокочастотного сепаратора, предложенного Дж. Блюэттом (I, II — высокочастотные deflectоры); б) положение сепарируемых частиц относительно ВЧ отклоняющего поля на входе в первый deflectор и в) на входе во второй deflectор.

из ускорителя пучок вторичных частиц с определенным импульсом направляется в deflectор, который представляет собой волновод на бегущей волне. Электромагнитная волна, распространяющаяся в волноводе, обеспечивает создание поперечного импульса у сепарируемых частиц. Скорость ее выбирается такой, чтобы она равнялась скорости фоновых частиц. Длина deflectора  $L$  выбирается из условия, чтобы нужные частицы при движении через deflectор изменили свою начальную фазу на  $2\pi$ . Тогда на выходе из deflectора мы будем иметь расходящийся пучок фоновых частиц и параллельный пучок нужных частиц. После первого deflectора нужные и фоновые частицы полностью пространственно разделены не будут, так как часть фоновых частиц получит относительно малое угловое отклонение ( $\pi_2, \pi_3$ , случай рис. 10, а). Для полного разделения частиц служит второй deflectор, таких же размеров, как и первый, и отстоящий от него на расстоянии, равном

$$\frac{2n+1}{4} L \quad (n = 0, 1, 2, \dots). \quad (4,4)$$

При этом напряжение во втором deflectоре сдвинуто по фазе относительно первого на  $180^\circ$ . Теперь фоновые частицы, получившие малое откло-

нение, попадут во второй дефлектор с такими фазами, при которых обеспечивается их максимальное отклонение. Нужные частицы, приобретая во втором дефлекторе также сдвиг по фазе  $2\pi$ , снова не будут отклонены, и, следовательно, их можно отделить от фоновых частиц.

Развивая эту идею, В. Пановский предложил использовать для сепарации частиц высокочастотное отклоняющее электрическое поле с круговой поляризацией<sup>41</sup>. На рис. 11 показана схема такого сепаратора, состоящего из двух идентичных дефлекторов, расположенных на расстоянии  $L$  друг от друга. Между дефлекторами размещается система магнитных линз, с помощью которых центр дефлектора 1 проецируется в центр

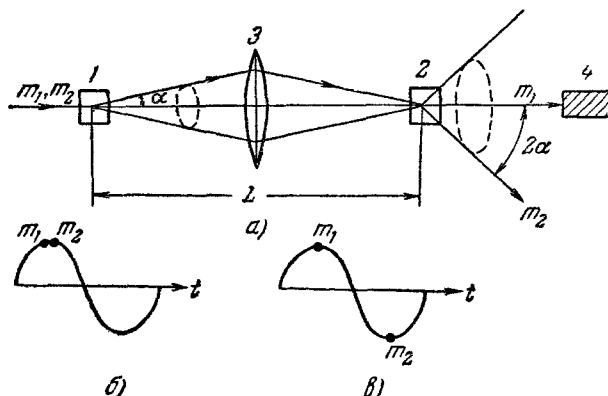


Рис. 11. Схема высокочастотной сепарации частиц, предложенная В. Пановским.

а) 1, 2 — высокочастотные дефлекторы; 3 — система линз; 4 — поглотитель. б) Положение сепарируемых частиц относительно отклоняющего ВЧ поля на входе в первый дефлектор и в) на входе во второй дефлектор.

дефлектора 2. Отклоняющее электрическое поле с длиной волны  $\lambda$ , созданное в каждом дефлекторе, имеет круговую поляризацию, причем вращение электрического вектора  $\mathcal{E}$  происходит в плоскости, перпендикулярной к оси системы. Величина этого вектора и направление его вращения одинаковы в обоих дефлекторах. Для простоты положим, что длины дефлекторов  $l \ll \lambda$ . Пусть на вход первого дефлектора поступает моноимпульсный пучок релятивистских частиц двух сортов с массами  $m_1$  (фоновые частицы) и  $m_2$  (нужные частицы). На выходе из него пучок окажется распределенным на поверхности конуса с угловым раствором

$$\alpha = \frac{e\mathcal{E}l}{pc}.$$

Если длина базы пролета  $L$  равна

$$L = \frac{\lambda (pc)^2}{E_{02}^2 - E_{01}^2} \quad (4,5)$$

(см. (4,1), (4,2), (3,6)), то в конце ее нужные частицы получают относительно фоновых сдвиг по фазе, равный  $\pi$ . Подбирая соответствующим образом фазу ВЧ поля во втором дефлекторе, можно полностью погасить отклонение, полученное фоновыми частицами в первом дефлекторе, и соответственно удвоить это отклонение для нужных частиц. Таким образом, на выходе второго дефлектора нужные частицы распределяются на поверхности конуса с раствором угла  $2\alpha$ , в то время как фоновые частицы представляют собой неотклоненный параллельный пучок. Поставленный

по центру поглотитель перехватывает фоновые частицы, и тем самым обеспечивается пространственная сепарация исходного пучка. Следует подчеркнуть, что ВЧ структура поступающего в сепаратор пучка в данном случае допускается произвольной, в частности, пучок может быть непрерывным.

Для получения ВЧ поля с круговой поляризацией, очевидно, необходимо возбудить одновременно два обычных линейно-поляризованных типа колебаний, с взаимно перпендикулярными плоскостями поляризации. Этого можно достичь, используя в качестве ВЧ дефлектора, например,

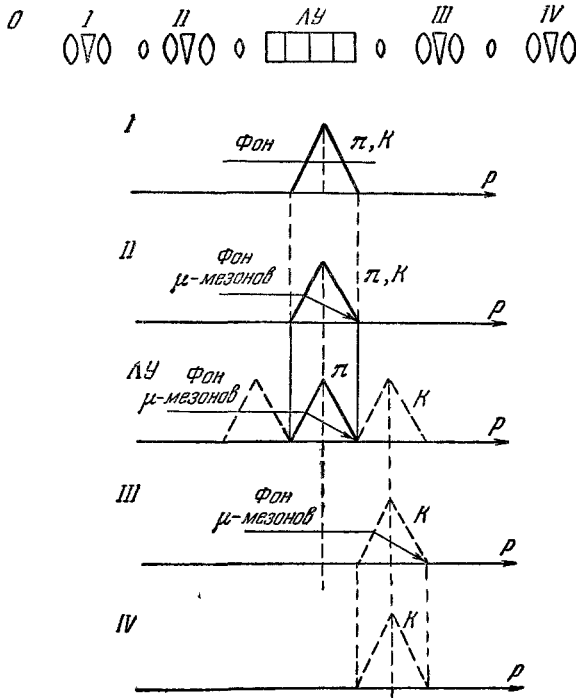


Рис. 12. Схема высокочастотного сепаратора ускорительного типа, предложенная Дж. Мерреем.

*I, II, III, IV* — элементы ионнооптической системы сепаратора (магнитные квадрупольные линзы, поворотный магнит), *ЛУ* — линейный ускоритель; *I, II* — импульсное распределение сепарируемых частиц и фона после прохождения первого и второго элементов ионнооптической системы, *ЛУ* — после прохождения линейного ускорителя, *III, IV* — после третьего и четвертого элементов ионнооптической системы.

того, в данном случае становится возможным разделить плоскости анализа и сепарации, что облегчает получение минимальных размеров изображения сепарируемых пучков.

Все рассмотренные до сих пор динамические методы сепарации предусматривали поперечное отклонение частиц, зависящее от их скоростей в продольном направлении. При этом продольные импульсы частиц различного сорта оставались практически неизменными. Как указал Меррей<sup>50</sup>, с помощью ВЧ полей можно осуществить сепарацию частиц иным способом, напоминающим метод поглотителя. Как известно, используя метод поглотителя, относительно просто разделить частицы по массам при низких энергиях. При высоких же энергиях этот метод становится неэффективным из-за малой разницы в ионизационных потерях сепарируемых частиц. В ВЧ системах оказывается возможным частицам с разной массой и оди-

систему из двух одинаковых резонаторов, расположенных вплотную и повернутых по отношению друг к другу на угол  $90^\circ$ . Отсюда видно, что для осуществления этого метода сепарации требуемые мощности практически удваиваются по сравнению с системами, отклоняющими частицы только в одной плоскости. Именно в связи с этим основной упор был сделан на использование в схеме В. Пановского высокочастотных систем с линейно-поляризованными волнами<sup>42-49</sup>. В таких системах отклонение частиц происходит в одной плоскости, так что нужные частицы на выходе из второго дефлектора оказываются сосредоточенными в угловом интервале  $\pm 2\alpha$  в плоскости поляризации волны. Хотя этот вариант связан с некоторой потерей интенсивности нужных частиц на поглотителе, он энергетически более выгоден и конструктивно значительно проще. Кроме

наковыми импульсами сообщать разницу в импульсах при существенно больших энергиях, чем в методе поглотителя. Для этого Меррей предложил использовать систему типа линейного ускорителя (рис. 12).

Фазовая скорость волны в такой системе должна быть выбрана равной скорости нужных частиц. Длина системы определяется из условия, чтобы фоновые частицы при пролете системы изменяли фазу на  $2\pi$ . В таком случае часть нужных частиц будет ускорена. Фоновые частицы никакого прироста энергии не получают. Последующий магнитный анализ дает возможность разделить частицы по массам.

## § 2. Движение заряженных частиц в высокочастотных полях

В предыдущем параграфе было показано, что в динамических сепараторах отклоняющими элементами являются либо резонаторы, либо волноводы. Установим основные закономерности движения заряженных частиц в таких системах. Исходя из этого анализа, непосредственно выделяется тот класс высокочастотных структур, которые могут быть использованы для разделения частиц с различными массами. В своем изложении мы будем опираться на результаты работ <sup>51,52</sup>. Ввиду важности рассматриваемого вопроса и некоторой специфики резонаторных и волноводных систем опишем поведение заряженных частиц отдельно в каждой из этих систем.

а) Резонаторные системы. С точки зрения разделения заряженных частиц наибольший интерес представляет величина импульса  $p_{\perp}$ , приобретаемого частицей при пролете резонатора в направлении, перпендикулярном к направлению ее движения. Пусть частица с зарядом  $e$  движется вдоль оси  $z$  резонатора со скоростью  $v_z$ . При расчете будем предполагать, что скорость частицы  $v_z$  при пролете резонатора не меняется. Тогда приобретаемый частицей импульс  $p_{\perp}$  будет определяться формулой

$$p_{\perp} = \frac{e}{v_z} \int_0^l \left[ E_{\perp} + \frac{1}{c} [vH]_{\perp} \right] dz, \quad (4,6)$$

где  $l$  — длина резонатора в направлении оси  $Oz$ . Заменим  $E$  и  $H$  через вектор-потенциал  $A$ , используя соотношения

$$E = -\frac{1}{c} \frac{\partial A}{\partial t}, \quad H = \text{rot } A, \quad (4,7)$$

и воспользуемся векторным тождеством

$$\text{grad } (vA) = (A \nabla) v + (v \nabla) A + [A \text{ rot } v] + [v \text{ rot } A]. \quad (4,8)$$

Благодаря постоянству  $v$ , выражения  $[A \text{ rot } v]$  и  $(A \nabla) v$  равны нулю и формула (4,6) принимает вид

$$p_{\perp} = -\frac{e}{cv_z} \int_0^l \left\{ \left[ \frac{\partial A}{\partial t} + (v \nabla) A \right]_{\perp} - \nabla_{\perp} (vA) \right\} dz, \quad (4,9)$$

где  $\nabla_{\perp}$  — поперечная составляющая оператора  $\nabla$ , определяемая, например, в декартовых координатах выражением

$$\nabla_{\perp} = \frac{\partial}{\partial x} u_1 + \frac{\partial}{\partial y} u_2$$

( $u_1, u_2$  — единичные векторы по соответствующим осям).

Так как

$$\frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} + (\mathbf{v} \nabla) \mathbf{A} = \frac{d\mathbf{A}}{dt},$$

из (4,9) получим

$$\mathbf{p}_\perp = \frac{e}{c} \left\{ [\mathbf{A}_\perp(z=0) - \mathbf{A}_\perp(z=l)] + \int_0^l \nabla_\perp A_z dz \right\}. \quad (4,10)$$

Если торцевые стенки резонатора перпендикулярны к оси  $Oz$ , то  $\mathbf{A}_\perp$  на этих стенках совпадает с тангенциальной составляющей вектор-потенциала  $\mathbf{A}$ , которая обращается в нуль на стенках резонатора. В связи с этим первый член в (4,10) исчезает и мы окончательно имеем

$$\mathbf{p}_\perp = \frac{e}{c} \int_0^l \nabla_\perp A_z dz. \quad (4,11)$$

В выражении (4,11) можно перейти обратно от вектор-потенциала  $\mathbf{A}$  к полям, используя (4,7). Представляя  $\mathbf{A}$  в комплексном виде  $\mathbf{A} = \mathbf{A}_0 e^{i\omega t}$ , из (4,11) получим

$$\mathbf{p}_\perp = \frac{ei}{\omega} \int_0^l \nabla_\perp E_z dz. \quad (4,12)$$

Из (4,11) и (4,12) вытекает, в частности, очень важная особенность поведения частиц в высокочастотных полях различных типов. Если в резонаторе возбуждены  $TE$ -колебания (отсутствует  $E_z$ -компонента электрического поля), то, как следует из (4,12),  $\mathbf{p}_\perp = 0$ , т. е. поля  $TE$ -типа непригодны для разделения заряженных частиц. В этом случае действие электрического поля целиком компенсируется действием магнитного поля. Таким образом, для разделения частиц необходимо использовать поля  $TM$ -типа (отсутствует  $H_z$ -компонента магнитного поля). Чтобы выяснить основные закономерности поведения частиц в полях  $TM$ -типа, остановимся на конкретном примере резонатора в форме прямоугольного параллелепипеда. Собственные колебания в резонаторах простейшей формы рассматривались во многих работах (см., например, <sup>53</sup>). Для колебаний  $TM$ -типа в прямоугольном параллелепипеде компоненты вектора потенциала имеют вид

$$\left. \begin{aligned} A_x &= \frac{A_0 \gamma_1 \gamma_3}{k} \cos \gamma_1 x \cdot \sin \gamma_2 y \cdot \sin \gamma_3 z \cdot \sin kct, \\ A_y &= -\frac{A_0 \gamma_1 \gamma_3}{k} \sin \gamma_1 x \cdot \cos \gamma_2 y \cdot \sin \gamma_3 z \cdot \sin kct, \\ A_z &= -\frac{A_0 (k^2 - \gamma_3^2)}{k} \sin \gamma_1 x \cdot \sin \gamma_2 y \cdot \cos \gamma_3 z \sin kct, \end{aligned} \right\} \quad (4,13)$$

где  $\gamma_1 = \frac{n_1 \pi}{a}$ ,  $\gamma_2 = \frac{n_2 \pi}{b}$ ,  $\gamma_3 = \frac{n_3 \pi}{l}$ ,  $k = \frac{\omega}{c}$ ,  $A_0$  — постоянная,  $n_1, n_2, n_3$  — целые числа,  $a, b, l$  — длины ребер параллелепипеда в соответствующих направлениях. Начало координат совпадает с одной из вершин параллелепипеда.

Подставляя выражение для  $A_z$  в (4,11) и пренебрегая смещением частицы внутри резонатора в поперечном направлении, для  $p_\perp^2$  найдем

$$\begin{aligned} p_\perp^2 &= \frac{e^2 A_0^2 (k^2 - \gamma_3^2)^2}{c^2 \beta_z^2 \left[ \left( \frac{k}{\beta_z} \right)^2 - \gamma_3^2 \right]^2} (\gamma_1^2 \cos^2 \gamma_1 x \cdot \sin^2 \gamma_2 y + \gamma_2^2 \cdot \sin^2 \gamma_1 x \cdot \cos^2 \gamma_2 y) \times \\ &\quad \times \left[ (-1)^{n_3} \cos \left( \frac{kl}{\beta_z} + \varphi_0 \right) - \cos \varphi_0 \right]^2, \end{aligned} \quad (4,14)$$



где  $\varphi_0$  — начальная фаза колебаний. Ради удобства анализа положим боковые ребра параллелепипеда равными ( $a = b$ ) и ограничимся рассмотрением стационарной волны  $n_1 = n_2 = 1$ ,  $n_3 = 0$ .

Тогда (4,14) принимает вид

$$p_{\perp}^2 = \frac{e^2 A_0^2 \pi^2 \beta_z^2}{a^2 c^2} \left( \cos^2 \frac{\pi}{a} x \cdot \sin^2 \frac{\pi}{a} y + \sin^2 \frac{\pi}{a} x \cdot \cos^2 \frac{\pi}{a} y \right) \times \\ \times \left[ \cos \left( \varphi_0 + \frac{kl}{\beta_z} \right) - \cos \varphi_0 \right]^2. \quad (4,15)$$

Отсюда видно, что частица, летящая по оси резонатора ( $x = y = \frac{a}{2}$ ), не приобретает поперечного импульса ( $p_{\perp}^2 = 0$ ). Если в (4,15) тригонометрические функции разложить в ряд вблизи этой оси ( $x = y = \frac{a}{2}$ ), то мы получим

$$p_{\perp}^2 \simeq \frac{e^2 A_0^2 \pi^2 \beta_z^2}{a^4 c^2} r^2 \left[ \cos^2 \left( \varphi_0 + \frac{kl}{\beta_z} \right) - \cos^2 \varphi_0 \right], \quad (4,16)$$

где  $r$  — радиус, отсчитываемый от оси ( $x = y = \frac{a}{2}$ ). Из (4,16) следует, что частица приобретает тем больший импульс, чем дальше она пройдет от оси резонатора.

Подсчитаем также, какое отклонение получит частица в основной волне (1, 1, 0), если будет пролетать резонатор в направлении, перпендикулярном к оси  $Oz$ , например, параллельно оси  $Ox$ . Проведя аналогичные преобразования, что и ранее, для приобретаемого частицей импульса  $p_{\perp}$  получим

$$p_{\perp} = \frac{e}{c} \int_0^a \nabla_{\perp} A_x dx. \quad (4,17)$$

Так как для основной волны  $\gamma_3 = 0$ , то согласно (4,13)  $A_x = 0$  и, следовательно,  $p_{\perp} = 0$ , т. е. в данном случае действие электрического поля  $E_x$  компенсируется действием магнитного поля  $H_y$ . Такой же результат получим в случае, когда частица летит в направлении оси  $Oy$ .

Для сепарации частиц необходимо иметь такой отклоняющий элемент, при прохождении которого частицы, влетевшие в один и тот же момент времени с различными начальными условиями, получали бы одинаковые смещения. Как видно из разбора частного примера, этому требованию не удовлетворяет резонатор в форме прямоугольного параллелепипеда. То же самое относится и к цилиндрическому резонатору. Удовлетворить соответствующим требованиям можно, если использовать резонаторы более сложной формы. Они, как правило, трудно рассчитываются, и мы приведем лишь некоторые оценки для одного из них, похожего на применяемые в отклоняющей системе антипротонного сепаратора с импульсом  $5 \text{ Гэв}/c$ <sup>54</sup>. Резонатор имеет неправильную тороидальную форму и схематически изображен на рис. 13; там же указано направление движения частиц.

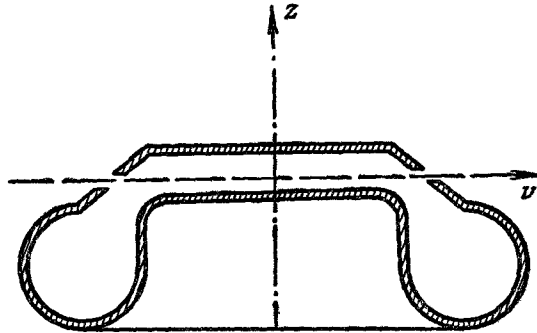


Рис. 13. Форма резонатора — отклоняющего элемента электродинамического сепаратора.

Рассмотрим случай квазистационарных колебаний, характеризующихся неравенствами  $\lambda \gg a$ ,  $\lambda \gg d$ , где  $\lambda$  — длина волны колебаний,  $a$  — радиус конденсаторного пространства,  $d$  — расстояние между пластинами конденсаторного пространства. При условии  $\lambda \gg d$ , в пространстве, где пролетает частица, фундаментальное колебание имеет вид

$$\left. \begin{aligned} E_z &= DJ_0(kr) \cos kct, \\ H_\theta &= -DJ_1(kr) \sin kct, \end{aligned} \right\} \quad (4,18)$$

где  $J_0(kr)$  и  $J_1(kr)$  — функции Бесселя. При  $\lambda \gg a$  можно сделать ряд выводов относительно полей в конденсаторном пространстве.

1. При основном колебании можно считать  $E_z$  однородным, так как

$$J_0(kr) \simeq 1 + \frac{k^2 r^2}{4} \dots \text{ и } ka = \frac{2\pi a}{\lambda} \ll 1.$$

2. Средняя во времени энергия магнитного поля, сосредоточенная в конденсаторном пространстве, много меньше средней электрической энергии.

Действительно, их отношение

$$\frac{\int_V D^2 J_1^2(kr) dV}{\int_V D^2 J_0^2(kr) dV} \approx \frac{k^2 a^2}{8},$$

где  $V$  — объем резонаторного пространства. Это означает, что магнитное поле почти целиком сосредоточено в тороидальной части резонатора, играющей роль сосредоточенной индуктивности. Так как частица пролетает в конденсаторном пространстве, влиянием на нее магнитного поля в первом приближении можно пренебречь, и сообщаемый частице импульс  $p_\perp$  будет определяться формулой

$$p_\perp = e \int_0^{t_1} E_z dt = \frac{eD}{kc} \left[ \sin \left( \frac{2ka}{\beta} + \varphi_0 \right) - \sin \varphi_0 \right], \quad (4,19)$$

где  $t_1$  — время пролета резонатора. Так как  $ka \ll 1$ , при  $\beta \simeq 1$  эта формула принимает вид

$$p_\perp = \frac{2eDa}{c} \cos \varphi_0. \quad (4,20)$$

б) Волноводные системы. Вывод уравнения (4,10) основан на общих законах электродинамики, и, конечно, оно справедливо для рассматриваемого ниже случая. Однако для выяснения специфики поведения частиц в волноводных системах мы проведем несколько другой вывод. С самого начала будем предполагать, что поля описываются выражениями

$$\mathbf{E} = \mathcal{E}(\zeta, \eta) e^{i(\omega t - \kappa z)}, \quad \mathbf{H} = \mathcal{H}(\zeta, \eta) e^{i(\omega t - \kappa z)}, \quad (4,21)$$

где  $\kappa = \frac{\omega}{v_\phi}$  — постоянная распространения,  $v_\phi$  — фазовая скорость волны;  $\zeta, \eta$  — поперечные координаты, которые в дальнейшем будем принимать за декартовы ( $\zeta = x, \eta = y$ ). Воспользуемся уравнениями Максвелла

$$\left. \begin{aligned} ik\mathbf{E} &= \text{rot } \mathbf{H}, & -ik\mathbf{H} &= \text{rot } \mathbf{E}, \\ \text{div } \mathbf{E} &= 0, & \text{div } \mathbf{H} &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (4,22)$$

и представим  $\mathcal{E}(x, y)$  и  $\mathcal{H}(x, y)$  в виде

$$\left. \begin{aligned} \mathcal{E}(x, y) &= \mathcal{E}_\perp(x, y) + u_3 \mathcal{E}_z(x, y), \\ \mathcal{H}(x, y) &= \mathcal{H}_\perp(x, y) + u_3 \mathcal{H}_z(x, y), \end{aligned} \right\} \quad (4,23)$$

где  $u_3$  — единичный вектор вдоль оси  $Oz$ . Расписывая (4,22) по компонентам и учитывая (4,21) и (4,22), получим следующие соотношения, связывающие  $\mathcal{E}_\perp$ ,  $\mathcal{H}_\perp$  с  $\mathcal{E}_z$  и  $\mathcal{H}_z$ :

$$\left. \begin{aligned} [u_3(\nabla_\perp \mathcal{H}_z + i\kappa \mathcal{H}_\perp)] &= -ik \mathcal{E}_\perp, \\ [u_3(\nabla_\perp \mathcal{E}_z + i\kappa \mathcal{E}_\perp)] &= ik \mathcal{H}_\perp. \end{aligned} \right\} \quad (4,24)$$

Заменяя в первом соотношении (4,24)  $\mathcal{H}_\perp$  на его значение из второго соотношения (4,24) и, наоборот, исключая из второго выражения  $\mathcal{E}_\perp$  с помощью первого, а также пользуясь соотношением для двойного векторного произведения

$$[a[bc]] = b(ac) - c(ab),$$

окончательно найдем

$$\left. \begin{aligned} (k^2 - \kappa^2) \mathcal{E}_\perp &= ik [u_3 \nabla_\perp \mathcal{H}_z] - i\kappa \nabla_\perp \mathcal{E}_z, \\ (k^2 - \kappa^2) \mathcal{H}_\perp &= -ik [u_3 \nabla_\perp \mathcal{E}_z] - i\kappa \nabla_\perp \mathcal{H}_z. \end{aligned} \right\} \quad (4,25)$$

Как нетрудно убедиться, такие же соотношения имеют место в цилиндрической системе координат.

Допустим теперь, что в направлении оси  $Oz$  летит частица со скоростью  $\beta c$  и зарядом  $e$ . Поперечная сила, действующая на частицу, равна

$$\mathbf{F}_\perp = e \{ \mathcal{E}_\perp + \beta [u_3 \mathcal{H}_\perp] \} e^{i(\omega t - \kappa z + \varphi_0)}, \quad (4,26)$$

где  $\varphi_0$  — начальный сдвиг фаз между волной и частицей. Введем обозначение  $\beta_\varphi = \frac{v_\varphi}{c} = \frac{k}{\kappa}$  и используем формулы (4,25), которые в принятых обозначениях имеют вид

$$\left. \begin{aligned} \kappa(1 - \beta_\varphi^2) \mathcal{E}_\perp &= i \{ \nabla_\perp \mathcal{E}_z - \beta_\varphi [u_3 \nabla_\perp \mathcal{H}_z] \}, \\ \kappa(1 - \beta_\varphi^2) \mathcal{H}_\perp &= i \{ \nabla_\perp \mathcal{H}_z + \beta_\varphi [u_3 \nabla_\perp \mathcal{E}_z] \}. \end{aligned} \right\} \quad (4,27)$$

Подставляя эти выражения в (4,26) и раскрывая двойные векторные произведения, найдем

$$\mathbf{F}_\perp = \frac{ie}{\kappa} \left\{ \frac{1 - \beta_\varphi \beta}{1 - \beta_\varphi^2} \nabla_\perp \mathcal{E}_z + \frac{\beta - \beta_\varphi}{1 - \beta_\varphi^2} [u_3 \nabla_\perp \mathcal{H}_z] \right\} e^{i(\omega t - \kappa z + \varphi_0)}. \quad (4,28)$$

Это выражение для силы справедливо при произвольной скорости частицы и волны. Для частицы, летящей со скоростью, равной фазовой скорости волны ( $\beta = \beta_\varphi$ ), и при  $\varphi_0 = -\frac{\pi}{2}$  второй член в фигурных скобках в формуле (4,28) пропадает

$$ie^{i(\omega t - \kappa z + \varphi_0)} = 1,$$

и выражение для силы принимает очень простой вид:

$$\mathbf{F}_\perp = \frac{e}{\kappa} \nabla_\perp \mathcal{E}_z. \quad (4,29)$$

К волноводным системам, как отклоняющим элементам сепараторов, предъявляется то же требование, что и к резонаторным системам: действующая сила должна быть одинакова для частиц с различными начальными условиями, влетевшими в волновод в один и тот же момент

времени. Кроме того, поскольку представляет интерес сепарация частиц очень высоких энергий ( $\beta \approx 1$ ), электромагнитная волна должна распространяться с фазовой скоростью, равной скорости света. Как известно<sup>53</sup>, при  $v_\phi = c$  волны  $TE$ - и  $TM$ -типов вырождаются (становятся равными нулю  $H_z$ - или  $E_z$ -компоненты полей соответственно) и в волноводных структурах не распространяются. Таким образом, становится необходимым использовать другой тип волн,  $H_z$ - и  $E_z$ -компоненты полей которых при  $v_\phi = c$  должны удовлетворять в соответствии с (4,25) соотношениям

$$\left. \begin{aligned} [u_3 \nabla_\perp \mathcal{H}_z] &= \nabla_\perp \mathcal{E}_z, \\ [u_3 \nabla_\perp \mathcal{E}_z] &= -\nabla_\perp \mathcal{H}_z. \end{aligned} \right\} \quad (4,30)$$

Поскольку у  $TE$ - и  $TM$ -волн при  $v_\phi = c$   $z$ -компоненты поля равны нулю, для них соотношения (4,30) удовлетворяются автоматически. Теоретическому исследованию волн нового типа, распространяющихся с фазовой

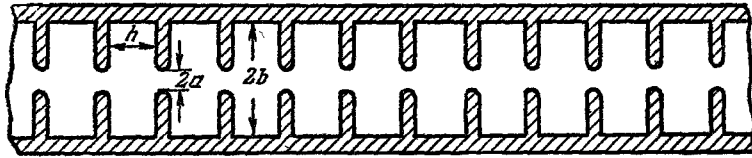


Рис. 14. Цилиндрический диафрагмированный волновод.

скоростью, равной скорости света, посвящен ряд работ<sup>52, 55-57</sup>. Ниже мы приведем приближенный вывод выражений для компонент поля одной из таких волн, распространяющихся в цилиндрическом диафрагмированном волноводе, и покажем, что данная волна полностью отвечает сформулированным выше условиям. Схематически волновод, а также обозначения приведены на рис. 14.

Уравнения для определения компонент электрического поля, получаемые из уравнений Максвелла (4,22), в цилиндрических координатах имеют вид

$$\left. \begin{aligned} \Delta \mathcal{E}_z + (k^2 - \kappa^2) \mathcal{E}_z &= 0, \\ \Delta \mathcal{E}_r - \frac{1}{r^2} \left( \mathcal{E}_r + 2 \frac{\partial \mathcal{E}_\theta}{\partial \theta} \right) + (k^2 - \kappa^2) \mathcal{E}_r &= 0, \\ \Delta \mathcal{E}_\theta - \frac{1}{r^2} \left( \mathcal{E}_\theta - 2 \frac{\partial \mathcal{E}_r}{\partial \theta} \right) + (k^2 - \kappa^2) \mathcal{E}_\theta &= 0, \end{aligned} \right\} \quad (4,31)$$

где

$$\Delta = \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \theta^2}.$$

Определяя  $\frac{\partial \mathcal{E}_r}{\partial \theta}$  из уравнения Максвелла  $-ikH_z = (\text{rot } \mathbf{E})_z$ , а  $\frac{\partial \mathcal{E}_\theta}{\partial \theta}$  из уравнения  $\text{div } \mathbf{E} = 0$  и подставляя в (4,31), после несложных преобразований получим

$$\left. \begin{aligned} \Delta \mathcal{E}_z + (k^2 - \kappa^2) \mathcal{E}_z &= 0, \\ \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial}{\partial r} (r \mathcal{E}_r) \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \mathcal{E}_r}{\partial \theta^2} + (k^2 - \kappa^2) \mathcal{E}_r &= \frac{2i\kappa}{r} \mathcal{E}_z, \\ \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial}{\partial r} (r \mathcal{E}_\theta) \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \mathcal{E}_\theta}{\partial \theta^2} + (k^2 - \kappa^2) \mathcal{E}_\theta &= -\frac{2ik}{r} \mathcal{H}_z. \end{aligned} \right\} \quad (4,32)$$

Аналогичным образом получаются уравнения для компонент магнитного поля:

$$\left. \begin{aligned} \Delta \mathcal{H}_z + (k^2 - \kappa^2) \mathcal{H}_z &= 0, \\ \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial}{\partial r} (r \mathcal{H}_r) \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \mathcal{H}_r}{\partial \theta^2} + (k^2 - \kappa^2) \mathcal{H}_r &= \frac{2i\kappa}{r} \mathcal{H}_z, \\ \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial}{\partial r} (r \mathcal{H}_\theta) \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \mathcal{H}_\theta}{\partial \theta^2} + (k^2 - \kappa^2) \mathcal{H}_\theta &= \frac{2ik}{r} \mathcal{H}_z. \end{aligned} \right\} \quad (4,33)$$

При фазовой скорости, равной скорости света,  $k^2 = \kappa^2$ , последний член в левой части уравнений (4,32) и (4,33) пропадает. Кроме того, положим  $\mathcal{E} = P(r) e^{in\theta}$ ,  $\mathcal{H} = G(r) e^{in\theta}$  и будем интересоваться выражениями для компонент поля основной волны с  $n = 1$ . При учете всех этих факторов уравнения (4,32) и (4,33) принимают вид

$$\left. \begin{aligned} \frac{d^2 P_z}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dP_z}{dr} - \frac{P_z}{r^2} &= 0, & \frac{d^2 G_z}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dG_z}{dr} - \frac{G_z}{r^2} &= 0, \\ \frac{d^2 P_r}{dr^2} + \frac{3}{r} \frac{dP_r}{dr} &= \frac{2ik}{r} P_z, & \frac{d^2 G_r}{dr^2} + \frac{3}{r} \frac{dG_r}{dr} &= \frac{2ik}{r} G_z, \\ \frac{d^2 P_\theta}{dr^2} + \frac{3}{r} \frac{dP_\theta}{dr} &= -\frac{2ik}{r} G_z, & \frac{d^2 G_\theta}{dr^2} + \frac{3}{r} \frac{dG_\theta}{dr} &= \frac{2ik}{r} P_z. \end{aligned} \right\} \quad (4,34)$$

Решения этих уравнений в области распространения при условии их ограниченности при  $r = 0$  определяются следующими формулами:

$$\left. \begin{aligned} P_z &= Dkr, & G_z &= iDkr, \\ P_r &= -i \left[ M - D \left( \frac{kr}{2} \right)^2 \right], & G_r &= - \left[ M + D + D \left( \frac{kr}{2} \right)^2 \right], \\ P_\theta &= M + D \left( \frac{kr}{2} \right)^2, & G_\theta &= i \left[ -M - D + D \left( \frac{kr}{2} \right)^2 \right], \end{aligned} \right\} \quad (4,35)$$

где  $M$  и  $D$  — постоянные, определяемые из граничных условий при  $r = a$ . Поскольку решения в пространстве между диафрагмами нас не интересуют, во избежание излишней громоздкости мы их не выписываем. Тем более, что в первом приближении, которого для наших целей вполне достаточно, они, как будет показано ниже, вовсе не потребуются. Предположим, что длина волны много больше периода структуры волновода, т. е.  $\lambda \gg h$ , где  $h$  — расстояние между диафрагмами. Так как  $E_\theta$ -компонента поля на поверхностях диафрагм должна обращаться в нуль, при условии  $\lambda \gg h$  в первом приближении можно считать  $E_\theta = 0$  всюду при  $r = a$ . Из этого условия определяется постоянная  $M$ :

$$M = -D \left( \frac{ka}{2} \right)^2. \quad (4,36)$$

Учитывая (4,36), (4,35), а также уравнения  $\text{div } \mathbf{E} = 0$ ,  $\text{div } \mathbf{H} = 0$ , для компонент полей окончательно получим следующие выражения:

$$\left. \begin{aligned} E_z &= Dkr \frac{\cos \theta}{\sin \theta} e^{i(\omega t - kz)}, \\ E_r &= iD \left[ \left( \frac{kr}{2} \right)^2 + \left( \frac{ka}{2} \right)^2 \right] \frac{\cos \theta}{\sin \theta} e^{i(\omega t - kz)}, \\ E_\theta &= iD \left[ \left( \frac{kr}{2} \right)^2 - \left( \frac{ka}{2} \right)^2 \right] \frac{\sin \theta}{-\cos \theta} e^{i(\omega t - kz)}, \\ H_z &= -Dkr \frac{\sin \theta}{\cos \theta} e^{i(\omega t - kz)}, \\ H_r &= -iD \left[ \left( \frac{kr}{2} \right)^2 - \left( \frac{ka}{2} \right)^2 + 1 \right] \frac{\sin \theta}{\cos \theta} e^{i(\omega t - kz)}, \\ H_\theta &= iD \left[ \left( \frac{kr}{2} \right)^2 + \left( \frac{ka}{2} \right)^2 - 1 \right] \frac{\cos \theta}{-\sin \theta} e^{i(\omega t - kz)}. \end{aligned} \right\} \quad (4,37)$$

Если выбрать в (4,37) первую форму зависимости  $E$  и  $H$  от  $\theta$  ( $E_z = Dkr \cos \theta e^{i(\omega t - kz)}$  и т. д.) и перейти от цилиндрических координат к декартовым ( $x = r \cos \theta$ ,  $y = r \sin \theta$ ), то, принимая во внимание формулу (4,29), получим, что сила, действующая на частицу, постоянна по величине и направлению по всей структуре:

$$\left. \begin{aligned} F_x &= eD, \\ F_y &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (4,38)$$

При другой форме зависимости  $E$  и  $H$  от  $\theta$  получим, наоборот,  $F_x = 0$ , а  $F_y = eD$ . Эта замечательная особенность описанной высокочастотной структуры привлекает к себе внимание физиков, и такие волноводы в настоящее время широко исследуются не только теоретически, но и экспериментально<sup>58-60</sup>. В связи с этим приведем некоторые энергетические соотношения, полезные для практики<sup>60</sup>. Предположим, что в волноводе возбуждается волна, под действием которой частица получает поперечное отклонение только в направлении  $x$ . Тогда согласно (4,29) поперечный импульс, приобретаемый частицей при пролете волновода длины  $l$ , будет определяться формулой

$$p_{\perp} = \frac{e}{\omega} \int_0^l \frac{\partial E_z}{\partial x} dz. \quad (4,39)$$

Введем понятие шунтового импеданса (отношение квадрата энергии на единицу длины к мощности потерь)

$$R = \frac{\left\langle \left( \frac{1}{k} \frac{\partial E_z}{\partial x} \right)^2 \right\rangle}{-\frac{d \langle \mathcal{P} \rangle}{dz}}, \quad (4,40)$$

где  $\mathcal{P}$  — поток мощности в указанной структуре, а знак  $\langle \rangle$  обозначает усреднение по времени.

Естественно предположить, что  $\langle \mathcal{P} \rangle$  вдоль оси волновода меняется по закону

$$\langle \mathcal{P} \rangle = \mathcal{P}_0 e^{-2Iz}, \quad (4,41)$$

где  $2I$  — коэффициент затухания.

Используя (4,40) и (4,41), выражение (4,39) можно переписать в виде

$$p_{\perp} = \frac{ek}{\omega} \sqrt{2IR\mathcal{P}_0} \left( \frac{1 - e^{-Il}}{I} \right). \quad (4,42)$$

Отсюда видно, что оптимальное значение  $p_{\perp}$  можно получить, выбирая соответствующие величины параметров  $R$ ,  $I$  и  $l$ . Выразим шунтовое сопротивление  $R$  через характеристики волновода. Для этого используем выражения для полей (4,37) и проинтегрируем вектор Умова — Пойнтинга по сечению, ограниченному апертурой диафрагмы. Тогда для потока мощности в  $z$ -направлении найдем

$$\langle \mathcal{P}_z \rangle = \frac{D^2 a^2 c}{8} \left( \frac{ka}{2} \right)^2 \left[ \frac{4}{3} \left( \frac{ka}{2} \right)^2 - 1 \right]. \quad (4,43)$$

Отсюда, в частности, следует, что знак величины  $\langle \mathcal{P} \rangle$  будет различен в зависимости от условия  $ka > \sqrt{3}$  или  $ka < \sqrt{3}$ . Физически это означает не что иное, как наличие противоположных знаков у групповой скорости  $v_{gr}$  по отношению к направлению распространения волны. Замечая, что

$$I = \frac{\omega}{2v_{gr}Q},$$

где  $Q$  — добротность волновода в резонансном режиме и, используя (4,37) и (4,43), из (4,40) окончательно получим

$$R = \frac{4v_{гр}Q}{\omega ca^2 \left(\frac{ka}{2}\right)^2 \left[\frac{4}{3}\left(\frac{ka}{2}\right)^2 - 1\right]} . \quad (4,44)$$

К сожалению, в настоящее время аналитического выражения для  $v_{гр}$  через характеристики структуры не получено, и ее приходится измерять экспериментально<sup>60</sup>.

### § 3. Высокочастотный сепаратор для двухмиллионного линейного ускорителя электронов в Стэнфорде

В настоящее время в Стэнфорде (США) строится линейный ускоритель электронов с энергией до 40 Гэв. В связи с этим разрабатывается проект ВЧ сепаратора и исследуются различные его модели<sup>60</sup>. Так как пучок на выходе из ускорителя будет иметь характер периодически следующих друг за другом сгустков с частотой 2856 Мгц ( $\lambda \simeq 10,5$  см) и высокой скважностью (60 ÷ 70), наиболее целесообразно применить сепаратор, предложенный В. Пановским, принцип работы которого рассмотрен в § 1

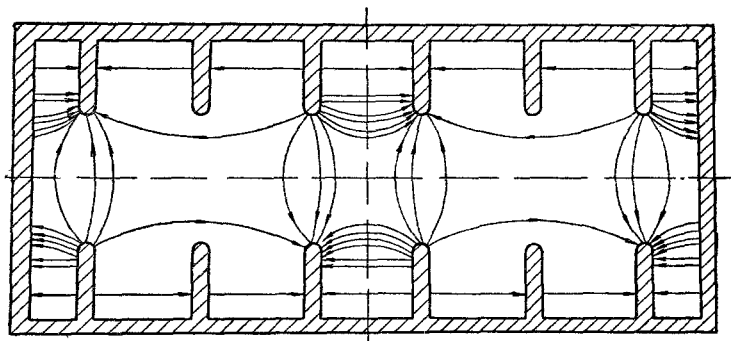


Рис. 15. Конфигурация поля в секции цилиндрического диафрагмированного волновода.

данной главы. Рабочая частота Стэнфордского сепаратора выбирается однозначно и совпадает с рабочей частотой ускорителя. В качестве deflectора предполагается использовать секцию диафрагмированного цилиндрического волновода с конфигурацией ВЧ полей, подробный расчет которых дан в § 2 этой главы.

Остановимся на результатах холодных измерений секции диафрагмированного волновода одной из моделей ВЧ сепаратора<sup>60</sup>. Конфигурация электрического поля в такой структуре (рис. 15) определена методом малых возмущений с использованием в качестве пробника сапфирового диска. На рис. 16 и 17 приведены результаты измерений величины сдвига по частоте  $\Delta f \sim E^2$ , полученные при перемещении диска вдоль оси и радиуса волновода. На этих же рисунках даны размеры пробника и всех элементов волновода. Наиболее целесообразно использовать данный ВЧ deflectор для работы в режиме бегущей волны.

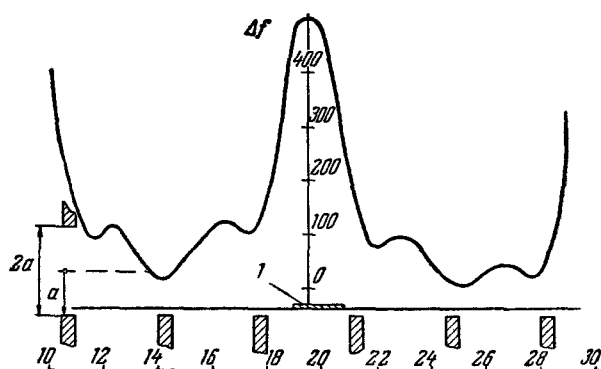


Рис. 16. Зависимость сдвига по частоте  $\Delta f \sim E^2$  вдоль оси цилиндрического диафрагмированного волновода.  
1 — Сапфировый пробник.

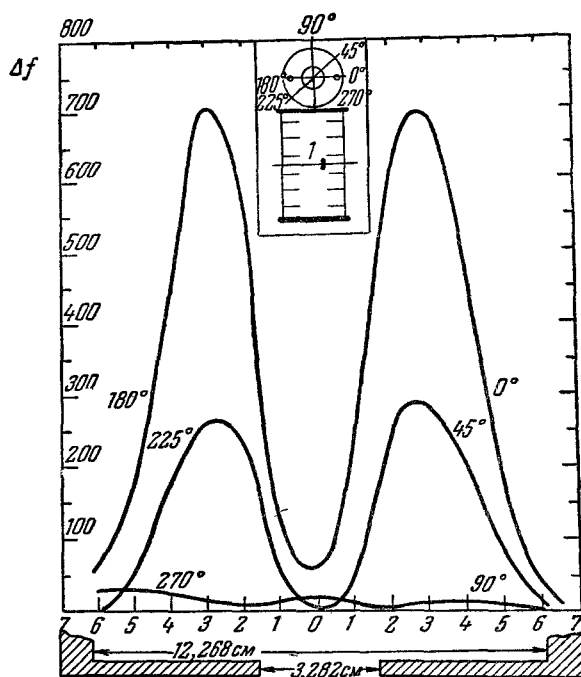


Рис. 17. Зависимость сдвига по частоте  $\Delta f \sim E^2$  вдоль радиуса волновода.  
1 — Сапфировый пробник (отверстия на диафрагмах предназначены для поддержания плоскости поляризации волны).



В зависимости от выбора параметров волновода можно получить соответствующий сдвиг фазы волны  $\psi$  на одну ячейку, а также значение и знак групповой скорости  $v_{гр}$ . Для приведенной модели  $\psi = \frac{2\pi}{3}$  и  $v_{гр} = -0,0296 c^*$ .

#### § 4. Электродинамический сепаратор частиц ОИЯИ

В настоящее время в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ завершается создание электродинамического сепаратора частиц<sup>62</sup>. В основу его положен принцип сепарации, предложенный В. И. Векслером и В. А. Петуховым, рассмотренный выше. Основу электродинамического сепаратора составляют: система кратного ускорения и система вывода

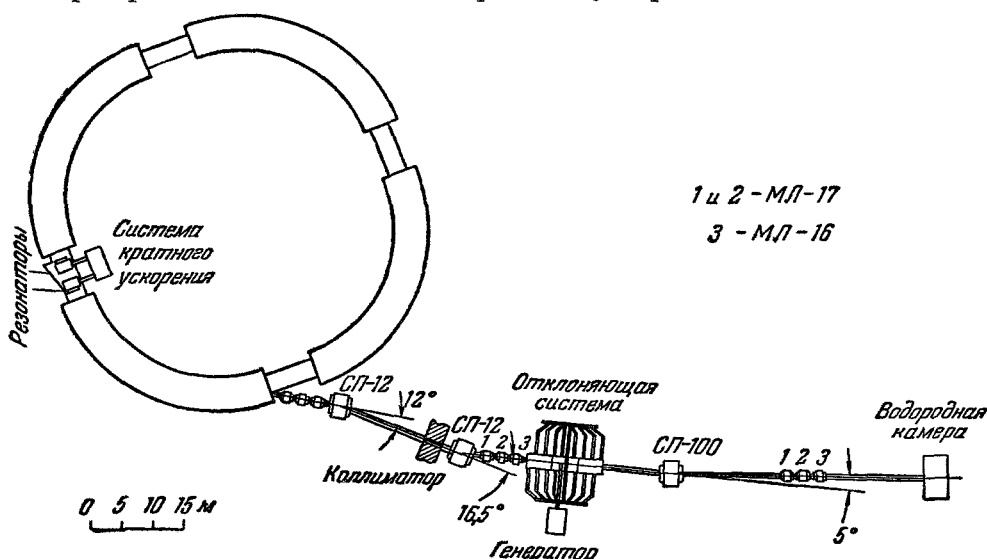


Рис. 18. Схема электродинамического сепаратора частиц ОИЯИ.

пучка вторичных частиц из ускорителя, отклоняющее устройство, ионно-оптическая система. Схема канала приведена на рис. 18.

а) Система кратного ускорения и система вывода сепарируемого пучка из ускорителя. Назначение системы кратного ускорения — создать требуемую для сепарации частиц ВЧ структуру пучка. Это достигается путем перезахвата ускоряемых в синхрофазотроне протонов из обычного режима ускорения в режим кратного ускорения<sup>63</sup>. Переход на кратное ускорение осуществляется в конце цикла ускорения, когда протоны имеют требуемую энергию. Рабочая частота системы кратного ускорения была выбрана в  $150 \text{ Мгц}$  и соответствующая ей кратность  $q \simeq 100$ . Чтобы обеспечить при такой кратности коэффициент перезахвата  $\sigma > 0,5$ , ускоряющее напряжение  $V_q$  должно быть равно  $250 \text{ кВ}$ . Точность на выключение системы ускорения синхрофазотрона и включение системы кратного ускорения должна обеспечиваться по частоте в пределах  $10^{-4}$ .

\*) Аналогичные волноводы исследуются в ряде других лабораторий. Так, например, в ЦЕРНе изучаются волноводы с  $\psi = \pi/2$  и  $v_{гр} = 0,0903 c$ <sup>61</sup>, а в Брукхейвене — с  $\psi = \pi/2$  и  $v_{гр} < 0$ <sup>60</sup>.

На рис. 19 представлена блок-схема системы кратного ускорения. Ускоряющее напряжение создается двумя резонаторами, устанавливаемыми в вакуумной камере ускорителя в одном из его прямолинейных промежутков. Каждый резонатор представляет собой четвертьволновой отрезок коаксиальной линии. Необходимость вписать резонатор в вакуумную камеру обуславливает его относительно низкое пунтовое сопротивление  $\sim 40 \text{ ком}$ .

Для получения на ускоряющей щели напряжение порядка 125 кВ требуется мощность порядка 100 кВт. Резонаторы питаются от четырехкаскадного генератора с независимым возбуждением, имеющего два

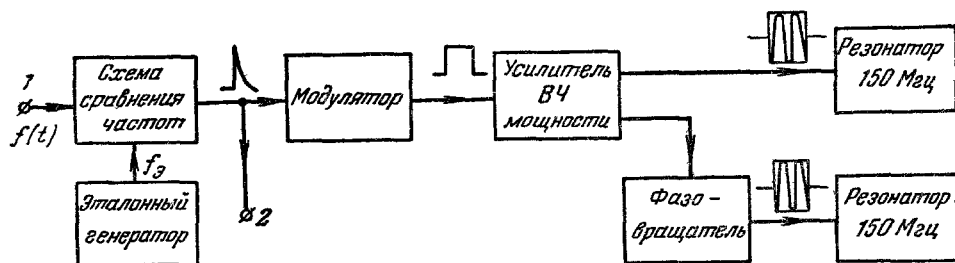


Рис. 19. Блок-схема системы кратного ускорения электродинамического сепаратора ОИЯИ.

1 — Ускоряющая частота синхрофазотрона ОИЯИ; 2 — импульс на выключение ускоряющего напряжения.

параллельных выхода. Заданная точность поддержания частоты обеспечивается общим для системы кратного ускорения и отклоняющего устройства кварцевым возбудителем. Эти два устройства жестко связаны по фазе. Система кратного ускорения рассчитана на импульсную работу в каждом цикле ускорения с длительностью не более 20 мсек.

Вывод вторичных частиц, возникающих при взаимодействии ускоренного пучка с мишенью, осуществляется путем создания на короткое время азимутальной асимметрии магнитного поля в синхрофазотроне<sup>64</sup>. Это

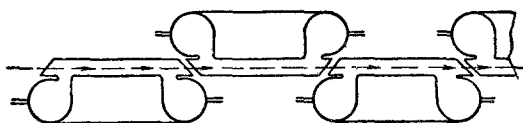


Рис. 20. Схема расположения резонаторов отклоняющего устройства электродинамического сепаратора ОИЯИ.

позволяет осуществить вывод частиц за время, меньшее 5 мсек, сохраняя при этом заданную ВЧ структуру.

б) Отклоняющее устройство.

Параметры отклоняющего устройства определялись из условия сепарации антипротонов и  $\pi$ -мезонов с импульсом 5 Гэв/с. Положение

его центра относительно мишени составляет 59 м. При этом возможно также разделение антипротонов и  $\pi$ -мезонов с меньшими импульсами (2,9 и 2,2 Гэв/с).

Отклоняющее устройство<sup>54</sup> выполнено в виде системы из шестнадцати независимо фазированных резонаторов квазиторoidalного типа (рис. 20). Резонаторы работают на основном виде электрических колебаний, и для отклонения частиц используется ВЧ электрическое поле. Как уже отмечалось в § 2, подобная форма резонатора обеспечивает прохождение сепарируемых частиц преимущественно через область резонатора, где сосредоточено электрическое поле. Ввиду значительных по размерам отверстий в резонаторах, необходимых для прохождения пучка, приняты меры по устранению связи между резонаторами. В конструкции резонатора предусмотрено подавление ВЧ резонансного разряда. Подстройка

частоты резонаторов и соответственно поддержание заданной фазы обеспечивается системами частотно-фазовой подстройки.

Питание отклоняющего устройства обеспечивается пятикаскадным генератором с независимым возбуждением и полезной мощностью 1500 *квт*. Генератор обеспечивает работу отклоняющего устройства в импульсном режиме с длительностью 6 *мсек* и частотой 6 *имп/мин*.

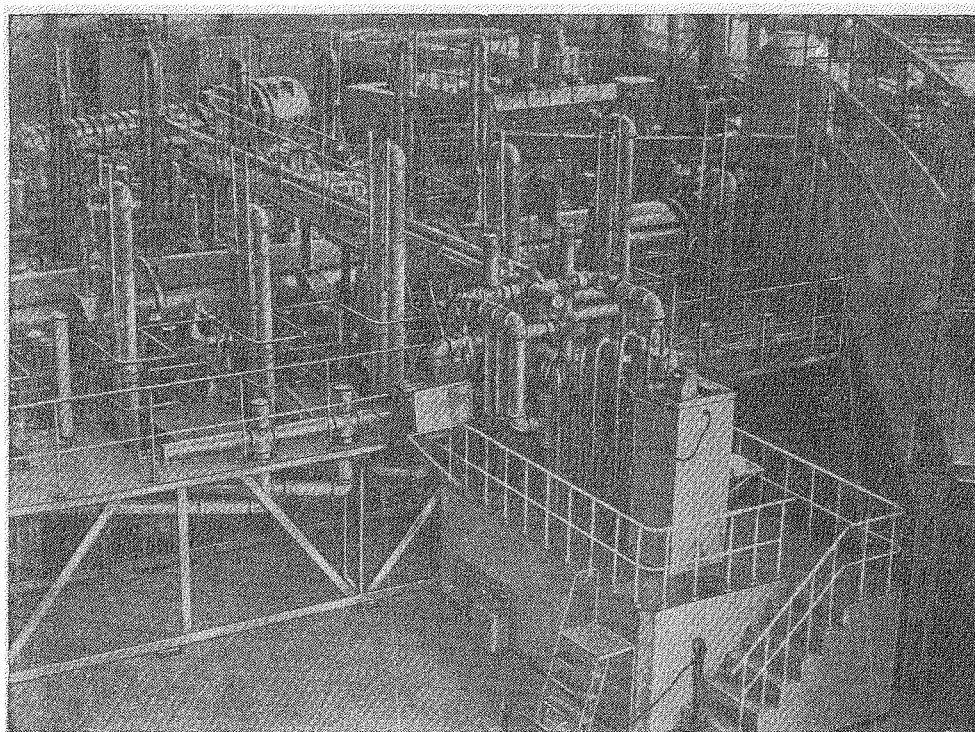


Рис. 21. Общий вид отклоняющего устройства электродинамического сепаратора ОИЯИ.

Система деления мощности генератора построена по принципу сочетания двухступенчатого деления мощности по схеме «дерево» с последующим непосредственным делением мощности в группах резонаторов. Каждая группа состоит из четырех резонаторов, соединенных параллельно с помощью полуволновых отрезков фидера.

Установка требуемых фазовых соотношений между резонаторами осуществляется с помощью согласованных фазовращателей tromбонного типа. На рис. 21 представлен общий вид отклоняющего устройства электродинамического сепаратора ЛВЭ ОИЯИ.

Основные параметры отклоняющего устройства следующие: рабочая частота  $f = 150 \text{ Мгц}$ , длина отклоняющего устройства  $l = 12 \text{ м}$ , число резонаторов  $n = 16$ , шунтовое сопротивление резонатора  $R_{\text{ш}} \geq 0,8 \text{ Мом}$ . При напряженности электрического поля  $\sim 30 \text{ кВ/см}$  потери мощности в каждом резонаторе составляют  $\sim 60 \text{ кВт}$ . Угловая расходимость  $\pi$ -мезонов и антипротонов с импульсом  $5 \text{ Гэв/с}$  после прохождения отклоняющего устройства составляет примерно  $8 \text{ мрад}$ .

в) Ионнооптическая система. Ионнооптическая система состоит из трех объективов (см. рис. 18). Каждый объектив представляет

собой триплет из трех стандартных линз типа МЛ-17, МЛ-16 (см. <sup>71</sup>). Первый объектив обеспечивает создание параллельного пучка частиц, вылетающих из мишени. Мишень находится в магнитном поле синхрофазотрона. Ее положение выбрано из расчета, чтобы в заданном направлении выходили

Таблица III  
Основные характеристики  
электродинамического сепаратора

Импульс частиц . .	5 Гэв/с
Интервал импульсов $\left(\frac{\Delta p}{p}\right)$ . . . .	0,02
Ожидаемая интенсивность антипротонов . . . .	$\tilde{1}p/10^{10}p$
Ожидаемый коэффициент сепарации . . . . .	$10^3$
Длина канала . . . . .	115 м
Рабочая длина волны . . . . .	2 м
Кратность ускорения . . . . .	100
Импульсная высокочастотная мощность:	
а) система кратного ускорения	0,3 Мвт
б) отклоняющее устройство . .	1,0 Мвт

ройте (10<sup>-6</sup> мм рт. ст.) отделен от более низкого вакуума в ионопрове тонкими перегородками из мейлара.

В табл. III суммируются основные характеристики электродинамического сепаратора.

## § 5. Высокочастотный сепаратор ЦЕРН

Идеи электродинамической сепарации частиц по массам, развиваемые в последние годы в ЦЕРНе, получили свое отражение в проекте специального канала чистых пучков *K*- и  $\pi$ -мезонов, протонов, антипротонов с импульсом частиц до 15 Гэв/с <sup>65</sup>. Этот канал предназначается для полутораметровой британской жидководородной камеры. Особенностью канала (рис. 22) является то, что он рассчитан как на работу с обычными электростатическими дефлекторами, так и с высокочастотными. В последнем случае сепарацию предполагается осуществлять вначале при помощи двух ВЧ дефлекторов и позже с тремя дефлекторами.

а) Ионнооптическая система канала. Для получения интенсивных пучков вторичных частиц с разными импульсами предполагается использовать несколько мишеней. Все мишени должны обеспечивать вывод пучка под углами рождения частиц близкими или равными нулю градусам. Ионнооптическая система будет состоять из стандартных электромагнитов и магнитных квадрупольных линз ЦЕРНа. Ионнооптическая система канала при работе с электростатическими сепараторами оптимизирована для получения пучка *K*-мезонов с импульсом до 5 Гэв/с. При работе в режиме динамической сепарации ионнооптическая система

частицы, рожденные в мишени под углом, равным нулю градусов. Второй объектив фокусирует пучок на вход специального двойного магнита СП-100. Конструкция магнита такова, что при прохождении через него сепарируемые частицы (например,  $\pi$ -мезоны и антипротоны) движутся в магнитных полях, противоположных по направлению, и получают соответственно угловые отклонения, обратные по знаку. Это отклонение примерно в 10 раз превышает угловое отклонение, сообщаемое частицам отклоняющим устройством. Наконец, третий объектив фокусирует пучок на водородную пузырьковую камеру, которая будет установлена в конце канала.

Для выделения требуемого интервала импульсов и последующей компенсации, возникающей при импульсном анализе дисперсий, используются электромагниты СП-12. На всем пути от ускорителя до водородной камеры частицы движутся в ионопроводе, где поддерживается вакуум в 10<sup>-3</sup> мм рт. ст. Высокий вакуум в отклоняющем устройстве

оптимизирована для получения  $K$ -мезонов с импульсом  $10 \text{ Гэв/с}$ . Остановимся подробнее на варианте электродинамической сепарации частиц. Как и в случае варианта электростатической сепарации пучка, канал можно разделить на три части: первая часть определяет акцептанс системы и импульсный интервал сепарируемых частиц. Она состоит

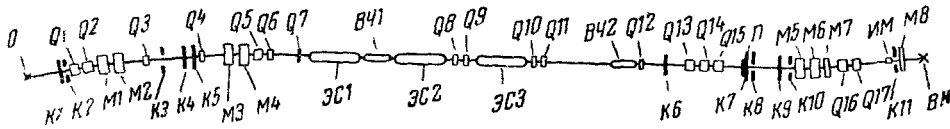


Рис. 22. Схема канала для получения чистых пучков в ЦЕРНе с использованием электростатической и высокочастотной сепарации.

Электростатические дефлекторы на рисунке обозначены через ЭС, высокочастотные — через ВЧ

из вертикального и горизонтального коллиматоров  $K_1, K_2$ , задающих акцептанс в двух плоскостях, триплета квадрупольных линз  $Q_1, Q_2, Q_3$ . Эти линзы фокусируют пучок в центре коллиматоров  $K_3, K_4$  соответственно в горизонтальной и вертикальной плоскостях. Поворотные магниты  $M_1, M_2$  создают дисперсию горизонтального изображения в  $K_3$ , обеспечивая выделение в этой точке требуемого интервала импульсов. Горизонтальное и вертикальное изображения разделены с целью уменьшить фон как от  $\mu$ -мезонов, так и от рассеянных частиц.

После прохождения через дублет линз  $Q_4$  и поворотные магниты  $M_3$  и  $M_4$  пучок не имеет дисперсии. Это достигается за счет того, что пучок поворачивается каждым из этих магнитов на одну и ту же величину и центры магнитов  $M_1, M_2, M_3, M_4$  являются сопряженными фокусами для линз дублетов  $Q_3$  и  $Q_4$ . Коллиматор  $K_4$  является источником для первого каскада сепарации пучка по массам при работе с электростатическими дефлекторами. Горизонтальное и вертикальное изображения образуются в первом дефлекторе квадруполем линз  $Q_4, Q_5, Q_6, Q_7$  и во втором дефлекторе  $Q_8, Q_9, Q_{10}, Q_{11}$ .

Вертикальный коллиматор  $K_5$  является угловой щелью и служит источником для сепарирующего каскада при использовании ВЧ дефлекторов.

Разделение частиц по массе происходит на поглотителе, установленном по оси пучка. На поглотитель фокусируется изображение щели  $K_3$ . Последующая часть канала формирует пучок непосредственно для пузырьковой камеры.

б) Отклоняющая система. Дефлектор отклоняющей системы представляет собой крупный однородный диафрагмированный волновод, работающий на бегущей волне. Длина каждого дефлектора составляет три метра. Конструкция волновода такая же, как у электронного линейного ускорителя, но используются типы электромагнитных полей, подробно разобранные в § 2.

Таблица IV

Основные параметры сепаратора

Номинальная частота ( $\lambda_0 = 10,5 \text{ см}$ )	2856 Мгц
Расчетный импульс (при сепарации $K$ -мезонов) . . .	10,34 Гэв/с
Расчетный импульс (при сепарации антипротонов) . .	20,24 Гэв/с
Расстояние между дефлекторами . .	50 м
Длина дефлектора	3 м
Апертура дефлектора . . . . .	54 мм
Максимальный поперечный импульс, сообщаемый частицам в дефлекторе . .	20 Мэв/с
Максимальная ВЧ мощность в дефлекторе . . . .	17 Мвт

Особенностью отклоняющей системы является то, что она может работать периодически, короткими импульсами. Продолжительность такого импульса не превышает нескольких микросекунд. Это накладывает, в частности, определенные требования на вывод частиц из ускорителя.

Разработанная в ЦЕРНе технология изготовления волноводов позволяет делать их длиной до 1 м. Каждый дефлектор при работе должен откачиваться до давления порядка  $10^{-6}$  мм рт. ст. Предполагается, что дефлекторы будут отделены от отдельных участков канала с низким вакуумом с помощью шестимикронных окон из мейлара.

Основные параметры сепаратора ЦЕРНа приведены в табл. IV.

### § 6. Область применения и перспективы развития высокочастотных сепараторов

Методы ВЧ сепарации начали развиваться сравнительно недавно и к настоящему времени не имеют той законченности, какая характерна, например, для электростатического метода. Поэтому пока еще нельзя со всей определенностью указать область применения ВЧ сепараторов. Интересно произвести сравнение этого метода с электростатическим<sup>61</sup>.

Угол разделения частиц для электростатических сепараторов в релятивистском приближении равен (см. (3,7))

$$\Delta\alpha_0 = \frac{e\mathcal{E}l(E_{02}^2 - E_{01}^2)}{2(pc)^3}. \quad (4,45)$$

Угол для ВЧ сепараторов может быть представлен в виде (см. (4,3))

$$\Delta\alpha_g = \frac{2e\mathcal{J}l}{pe}. \quad (4,46)$$

При этом должно выполняться условие (см. (4,5))

$$\frac{L}{\lambda} \frac{E_{02}^2 - E_{01}^2}{(pc)^2} = 1, \quad (4,47)$$

смысл которого, как уже указывалось состоит в том, что частицы разного сорта с одинаковыми начальными условиями в конце базы пролета  $L$  получают разность фаз  $\pi$ . Комбинируя (4,46) и (4,47), получим

$$\Delta\alpha_g = \frac{e\mathcal{E}l(E_{02}^2 - E_{01}^2)}{2(pc)^3} \frac{4L}{\lambda}. \quad (4,48)$$

Сравнение соотношений (4,45) и (4,48) позволяет выявить основное преимущество метода ВЧ сепарации по сравнению с электростатическим. Действительно, для одинаковых значений импульсов, напряженностей полей и длин дефлекторов<sup>\*</sup>), как следует из (4,45) и (4,48), угол разделения  $\Delta\alpha_g$  может быть получен в  $4L/\lambda$  раз большим по сравнению с углом  $\Delta\alpha_0$ . Этот выигрыш обусловлен тем, что для электростатической сепарации разность поперечных импульсов, получаемых частицами неодинаковых масс при прохождении дефлектора, пропорциональна разности времен пролета. Для ВЧ метода эта разность просто пропорциональна самому времени пролета через дефлектор. В результате этого оказывается, что угол разделения  $\Delta\alpha_0$  обратно пропорционален кубу импульса (см. (4,45)), а угол  $\Delta\alpha_g$  обратно пропорционален импульсу (см. (4,46)). При использовании длин волн сантиметрового диапазона и базы пролета в несколько сотен метров множитель  $4L/\lambda$  достигает значения порядка  $10^4$  и выше. В связи с этим появляется возможность продвинуться вверх по шкале энергий более чем на порядок по сравнению с электростатическим методом. Так, например, в обсужда-

<sup>\*</sup>) На самом деле длина ВЧ дефлекторов в строящихся и проектируемых сепараторах ( $l = 2 \div 3$  м) примерно на порядок меньше длин электростатических дефлекторов ( $l = 20$  м). Однако это обстоятельство не влияет на ход рассуждений.

емом проекте ВЧ сепаратора на 100 Гэв в ЦЕРНе<sup>66, 67</sup>, разрабатываемом в связи с проектом большого протонного синхротрона на энергию 150 ÷ 300 Гэв, предлагается использовать длину волны  $\lambda = 3$  см и базу пролета  $L$  свыше 1000 м. Конечно, при этом возникает ряд серьезных проблем. Одной из них является проблема фазировки ВЧ дефлекторов, разделенных расстоянием в несколько десятков тысяч длин волн. Другая проблема связана с длительностью ВЧ импульса. Существующие источники ВЧ мощности в сантиметровом диапазоне позволяют получить высокие импульсные мощности (десятки Мвт) лишь при длительности, не превышающей нескольких микросекунд. Однако в будущих больших циклических ускорителях на ультрарелятивистские энергии даже самый быстрый (однооборотный) вывод частиц на мишень потребует времени в несколько десятков микросекунд. Это означает, что эффективно можно использовать лишь часть ускоренного пучка. Поэтому крайне желательно увеличить длительность ВЧ импульсов. Подобное же требование, но еще более жесткое, возникает при попытке использовать искровые камеры и черенковские счетчики для исследований в чистых пучках. Возможность увеличения длительности, по-видимому, появляется при переходе к ВЧ сверхпроводящим отклоняющим устройствам<sup>68</sup>. Сверхпроводящие резонаторы имеют очень высокую добротность  $Q$ . Так, например, проведенные измерения в резонаторе 10-см диапазона при температуре 1,8 К° показали, что его добротность  $Q$  в 3000 раз больше добротности этого резонатора при обычной комнатной температуре и равна  $3 \cdot 10^8$ <sup>69</sup>. Кроме того, следует учесть, что нагрузка пучком ВЧ дефлекторов в сепараторе ничтожно мала вследствие исключительно слабой интенсивности пучка. Все это благоприятствует использованию сверхпроводящих ВЧ структур для целей сепарации частиц. Расчеты показывают, что для получения частицами поперечного импульса порядка 20 Мэв/с в этом случае вместо мощности 15 Мвт требуется всего лишь 5 квт. При таком уровне мощности генераторы сантиметрового диапазона (клистроны) могут работать практически в непрерывном режиме. Сейчас еще не ясен вопрос о поведении сверхпроводников в сильных ВЧ полях, но в ряде лабораторий ведутся подобные исследования<sup>68</sup>.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Мы рассмотрели основные методы сепарации частиц. Как видно из приведенного списка литературы, данное направление в физике высоких энергий является сравнительно молодым. Однако уже в настоящее время каналы чистых пучков стали совершенно необходимым атрибутом любого мощного ускорителя. Наибольшее распространение пока получили электростатические сепараторы, используемые для создания чистых пучков с энергией в несколько Гэв. Проблему сепарации частиц при энергиях в десятки, а может быть, и сотни Гэв позволят разрешить электродинамические сепараторы, интенсивно разрабатываемые во многих лабораториях.

Развитие физики элементарных частиц приводит к необходимости иметь еще более высокие энергии ускоренных частиц. Уже сейчас проектируются ускорители на энергии 200 ÷ 1000 Гэв. Вопрос об идентификации частиц таких энергий пока еще не имеет решения. Потребуются новые методы создания чистых пучков ультрарелятивистских частиц. В этой связи следует обратить внимание на предложение использовать для разделения частиц различие в таких характеристиках их ядерных взаимодействий, как полные сечения, кинематика, угловые распределения<sup>70</sup>. Пока трудно судить о практической ценности этого предложения. Однако ясно, что по мере создания ускорителей на ультрарелятивистские энергии одновременно будут изыскиваться новые возможности и пути в области сепарации частиц.

## ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. H. K. Tich o, The Production, Transport and Separation Beams, в сб. Proceedings of International Conference on High Energy Accelerators and Instrumentation, CERN, 1959, стр. 387.
2. R. L. Cool, Particle Production by High Energy Accelerators, Proceedings of International Conference on High Energy Accelerators, Brookhaven, 1961, стр. 15.
3. В. Росси, Частицы высоких энергий, М., Гостехиздат, 1955, стр. 49.
4. G. Goldhaber and S. Goldhaber, CERN, Internal Report, 60—13, 1960.
5. D. I. Meyer, M. L. Perl, D. A. Glaser, A Scattering of  $K^+$  Mesons on Protons. Phys. Rev. **107**, 279 (1957).
6. S. Marcowitz and L. Ratnen, Separation Scheme for High Energy Particles by Differential Energy Loss and Momentum Analysis, Rev. Sci. Instr. **5**, 552 (1962).
7. А. М. Балдин, В. И. Гольдманский, И. Л. Розенталь, Кинематика ядерных реакций, М., Физматгиз, 1959.
8. A. Citron, H. Øveras, On a Focusing Channel for Collecting  $\mu$  Mesons from  $\pi \rightarrow \mu$  Decay in Flight, CERN/SC 143, 1957.
9. E. Bräunersrenther, V. Chaband, C. Delorme, M. Morpurgo, Lentilles quadrupolaires magnetiques constituant le dispositif de focalisation du faisceau de mesons  $\mu$  du CERN, CERN 61—62, 1961.
10. Н. К. Абраимов, Д. М. Каминкер, И. А. Петров, С. Г. Шерман, К теории канала, составленного из магнитов квадрупольных линз, для получения чистых пучков  $\mu$ -мезонов, Труды Международной конференции по ускорителям заряженных частиц, Дубна, 1963 (в печати), ЖТФ **34**, 313 (1964).
11. Н. А. Бургов, А. Г. Беда, О формировании пучка  $\mu$ -мезонов большой энергии, Труды Международной конференции по ускорителям заряженных частиц, Дубна, 1963.
12. A. Citron, C. Delorme, F. J. M. Farley, L. Goldzahl, J. Heintze, E. G. Michaelis, M. Morpurgo, H. Øveras, A High-intensity  $\mu$  Meson Beam from the 600 Mev CERN Synchrocyclotron, в сб. Proceedings of an International Conferences on Instrumentation for High-energy Physics, Berkeley, California, 1960, стр. 286.
13. T. D. Lee, C. N. Yang, Theoretical Discussions on Possible High-energy Neutrino Experiments, Phys. Rev. Letts. **4**, 307 (1960).
14. M. Griesch, B. Kuiper, B. Langeseth, S. van der Meer, D. Neet, G. Plass, G. Pluym, B. de Raad, Status of Magnetic Horn and Neutrino Beam, Nucl. Instr. and Meth. **20**, 58 (1963).
15. S. Van der Meer, A Directive Device for Charged Particles and its Use in an Enhanced neutrino Beam, CERN 61—7, 1961.
16. H. Bingham, H. Burmeister, D. Cundy, P. G. Innocenti, A. Lecaortoio, R. Møllerud, G. Myatt, M. Paty, D. Perkins, C. A. Ramm, K. Schultze, H. Sletter, K. Soop, R. G. P. Voss, H. Yoshiki, Neutrino experiment-bubble chamber results, International Conference on Elementary Particles, Sienna, Italy, 1963.
17. C. Germain, Principe du separateur electrostatique, CERN, 59—30, 1959.
18. C. A. Coombes, B. Cork, W. Galbraith, G. R. Lambertson, W. A. Wenzel, Antiproton-proton Cross Sections at 133, 197 and 333 Mev, Phys. Rev. **112**, 1303, 1958.
19. D. Berley, J. Duboc, N. H. Duong, P. Eberhard, R. George, V. P. Henri, J. Poyen, T. F. Allard, C. Bohy, E. Boldt, L. Taureau, G. Kayas, D. Morellet, D. Wagyelesy, Faisceau separé de mésons  $K^+$  de 0,7 à 1,7 GeV/c, Nucl. Instr. and Meth. **24**, 133 (1963).
20. P. Eberhard, M. L. Good, H. K. Tich o, Separated 1. 17 BeV/c  $K^-$  Meson beam, Rev. Sci. Instr. **31**, 1054 (1960).
21. E. D. Courant, R. Cool, Transport and Separation of Beams from AG Synchrotron, International Conference on High-energy Accelerators and Instrumentation, CERN, 1959, стр. 403.
22. E. D. Courant, L. Marshall, Mass Separation of particles, Rev. Sci. Instr. **31**, 193 (1960).
23. S. van der Meer, Achromatic Beam Optics for Particle Separator, CERN 60—22, 1960.
24. C. Baltay, E. C. Fowler, J. R. Sanford, J. Sandweiss, H. N. Brown, W. B. Fowler, M. Webster, Design and Performance of a 3.3 BeV/c Separated Antiproton Beam Energy Accelerators, Brookhaven, 1961, стр. 452.
25. C. Germain, R. Tinguely, Electrostatic Separator Technique at CERN, Nucl. Instr. Meth. **20**, 21 (1963).
26. C. Baltay, J. Sandweiss, J. Sanford, H. Brown, M. Webster and S. Yamamoto, The Separated Beam at the AGS Performance with Antiprotons and  $\pi^+$  Mesons, Nucl. Instr. Meth. **20**, 38 (1963).



27. J. Leither, G. Moneti, N. P. Samios, Performance of the AGS Separated Beam with High-energy Kaons, Nucl. Instr. Meth. 20, 42 (1963).
28. G. Amoto, H. Courant, H. Filthuth, E. Malamud, G. Petrucci, A. M. Segar, W. T. Toner and W. Willis, A One-stage Separated K Meson Beam of 1,5 GeV/c Momentum at the CPS, Nucl. Inst. Meth. 20, 47 (1963).
29. B. Aubert, H. Courant, H. Filthuth, A. Segar, W. Willis, Low Energy Separated Beam at the CERN PS, Nucl. Inst. and Meth. 20, 51 (1963).
30. J. J. Goldberg, J. M. Perreau, An faisceau d'usage general a deux etages de separation electrostatique au P. S., CERN 63-12, 1963.
31. E. Keil, W. W. Neale, A High Momentum Separated Particle Beam for Use with the 1.5 Metre British National Hydrogen Bubble Chamber at CERN, Труды Международной конференции по ускорителям заряженных частиц, Дубна, 1963.
32. M. Good, D. Hillis, E. Lyman, J. Terandy, Particle Separators at Argonne National Laboratory, Труды Международной конференции по ускорителям заряженных частиц, Дубна, 1963.
33. M. L. Good, Electromagnetic Mass Separation at High-Energy, в сб. Proceedings of an International Conference on Instrumentation for High-energy Physics, CERN, 1960, стр. 34.
34. C. Germain, Extension of the Use of Electrostatic Separators in High Energies Труды Международной конференции по ускорителям заряженных частиц, Дубна, 1963.
35. J. J. Murray, Glass Cathodes in Vacuum-insulated High-voltage systems, Proceedings of an International Conference on Instrumentation for High-Energy physics, CERN, 1960, стр. 25.
36. W. K. H. Panofsky, A Mass Sensitive Deflector for High energy Particles HEPL (Internal memo) High-Energy Physics Laboratory, Stanford University, Stanford, California (May, 1956).
37. Д. В. Волков, О возможности разделения по массам релятивистских частиц с помощью волноводов с бегущей волной, ЖТФ 3, 414 (1959).
38. В. И. Векслер, О запуске синхрофазотрона на 10 Бэе и первых результатах физических исследований. Труды Второй Международной конференции по мирному использованию атомной энергии (Женева, 1958). Доклады советских ученых. Ядерная физика, М., Атомиздат, Москва, 1959, стр. 253.
39. В. Н. Зубарев, В. С. Кладницкий, А. Б. Кузнецов, С. В. Мухин, Л. С. Охрименко, Н. Б. Рубин, И. Н. Семеновский, Физические основы антипротонного канала, Препринт ОИЯИ, Р-371, Дубна, 1959.
40. J. P. Blewett, R. F. Separator of Mass for Complete Separation of High Energy Particle Beams, Proceedings International Conference on High Energy Accelerators and Instrumentation, CERN, 1959, стр. 422.
41. W. K. H. Panofsky, Remarks on High Energy Microwave Separators, CERN, Geneva, Switzerland, 1959 (Internal Memorandum).
42. W. Schnell, Discussion of Radio Frequency Particle Separator for the CERN Proton Synchrotron, CERN, Report No. 61-5, CERN, Geneva, Switzerland.
43. M. Geiger, Particle Separation by Means of a Chain of rf Deflection Cavities, Part I-II, CERN, PS/Int. AR/Psep, 60-4, CERN, Geneva, Switzerland.
44. M. Geiger, Some Considerations on Particle Separation by Means of rf Deflection Using Cavities, CERN, Report No AR/60-13, CERN, Geneva, Switzerland.
45. P. Lapostolle, Sur la déflexion d'une particule rapide par un champ électromagnétique, CERN PS/Int. AR/PSep, 60-2, CERN, Geneva, Switzerland.
46. P. Lapostolle, Focalisation alternée dans un séparateur haute fréquence; séparateurs paramétriques, CERN PS/Int. AR/PSep. 60-5, CERN, Geneva, Switzerland.
47. P. Lapostolle, Quelques relations approximatives concernant la séparation de particules de même quantité de mouvement mais de masse différente au moyen de champs de haute fréquence, moyen de champs de haute fréquence, CERN PS/Int. AR/60-15, CERN, Geneva, Switzerland.
48. B. W. Montague, R. F. Travelling, Wave Particle Separators: a Matrix Formalism and General Phase Space Properties, CERN PS/Int. AR/Psep. 60-1, CERN, Geneva, Switzerland.
49. M. M. Geiger, P. Lapostolle, B. Montague, La séparation des particules au moyen de champs hf, CERN, Report No. 61-26, CERN, Geneva, Switzerland.
50. J. J. Murray, Mass Separation by Means of Microwave Linear Acceleration in Secondary Beams, Nucl. Instr. and Meth. 20, 26 (1963).
51. W. K. H. Panofsky, W. A. Wenzel, Some Considerations Concerning the Transverse Deflection of Charged Particles in Radio-frequency fields, Rev. Sci. Instr. 27, 967 (1956).

52. M. Yves Garault, Propriétés générales d'un type d'onde sepropageant dans le vide à la vitesse de la lumière et utilisable pour la déflexion de particules ultra-relativistes, *Compt. rend.* 254, 843 (1962).
53. Луи де-Бройль, Электромагнитные волны в волноводах и полых резонаторах, М., ИЛ, 1948.
54. М. С. Давыдов, Л. Г. Дорфман, В. Б. Залманзон, Г. Л. Зейтленок, В. В. Екимов, В. М. Левин, И. Ф. Малышев, И. Г. Петелин, В. И. Петрунин, В. А. Попов, Н. Ф. Трушин, И. Г. Уманский, И. И. Фикельштейн, Отклоняющая система антипротонного канала на 5 Гэв, Труды Международной конференции по ускорителям заряженных частиц, Дубна, 1963.
55. M. Yves Garault, Solutions coherentes de l'équation des ondes en coordonnées cylindriques valables quelle que la vitesse de phase, *Compt. rend.* 254, 1391 (1962).
56. M. Yves Garault, Ondes électromagnétiques du type EH dans un guide cylindrique circulaire chargé par des iris métalliques, *Compt. rend.* 255, 2920 (1962).
57. H. Hahn, Deflecting Mode in Circular Iris-loaded Wave Guides, *Rev. Sci. Instr.* 34, 1094 (1963).
58. M. Bell, P. Bramham, B. W. Montague, Pulse-shortening in Electron Linear Accelerators and E' Type Modes, *Nature* 198, 277 (1963).
59. P. Bramham, R. F. Measurements on the First Metre of Electro-Formed boaded Waveguide for the Microwave Particle Separator, Труды Международной конференции по ускорителям заряженных частиц, Дубна, 1963.
60. O. A. Altenmuelle, R. R. Larsen, G. A. Loew, Investigations of Travelling-wave Separators for the Stanford Two-mile Linear Accelerator, Труды Международной конференции по ускорителям заряженных частиц, Дубна, 1963 (в печати).
61. M. Bell, P. V. Bramham, R. D. Fortune, E. Keil, B. W. Montague, RF particle separators, Труды Международной конференции по ускорителям заряженных частиц, Дубна, 1963.
62. В. А. Вагин, В. И. Векслер, В. Н. Зубарев, А. Б. Кузнецов, С. В. Мухин, В. А. Петухов, В. П. Попов, Н. Б. Рубин, И. Н. Семенюшкин, В. Л. Степанюк, К. В. Чехлов, Электродинамический сепаратор антипротонов с импульсами 5 Гэв/с, Труды Международной конференции по ускорителям заряженных частиц, Дубна, 1963.
63. В. А. Вагин, М. Высочанский, С. В. Мухин, С. В. Рихвицкий, И. Н. Семенюшкин, В. Л. Степанюк, И. Фолтин, Экспериментальные исследования режима кратного ускорения протонов ( $f = 69 \text{ МГц}$ ) в синхрофазотроне на 10 Гэв, Труды Международной конференции по ускорителям заряженных частиц, Дубна, 1963; В. А. Вагин, А. Д. Панфилов, И. Н. Семенюшкин, В. Л. Степанюк, К. В. Чехлов, Некоторые результаты исследований режима кратного ускорения на частоте 69 МГц в синхрофазотроне ОИЯИ, Препринт ОИЯИ 1406, Дубна, 1963.
64. К. П. Мызников, И. Н. Яловой, Вывод пучка на мишень в синхрофазотроне посредством возбуждения азимутальной асимметрии магнитного поля, ПТЭ, № 4, 19 (1963).
65. E. Keil, W. W. Neale, A High Momentum Separated Particle Beam for Use with the 1.50 Metre British National Hydrogen Bubble Chamber at CERN, Труды Международной конференции по ускорителям заряженных частиц, Дубна, 1963.
66. E. Keil, Parameters for r. f. Separation of  $\pi$  and  $K$  at 100 GeV/c Design Momentum, CERN, AR/Int. P Sep./62—3, 1962.
67. E. Keil, Tolerances on r. f. Separator Parameters, CERN, AR/Int. P Sep./63—3, 1963.
68. B. W. Montague, The Application of Superconductivity to r. f. Particle Separators, CERN, AR/Int. P Sep./63—1, 1963.
69. P. B. Wilson, Investigation of the  $Q$  of a Superconducting Microwave Cavity, *Nucl. Inst. and Meth.* 20, 336 (1963).
70. G. Goldhaber, S. Goldhaber, B. Peters, Separation of High-Energy Particles by Means of Strong Interactions, *Nucl. Phys.* 25, 502 (1961).
71. Электрофизическая аппаратура промышленного изготовления, М., Госатомиздат, 1963.