

с 345e3
3-635

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P-2387



Л.П. Зинovieв, И.Б. Иссинский, В.И. Котов,
Е.М. Кулакова, К.П. Мызников, Н.И. Павлов

БЫСТРЫЙ ВЫВОД ПУЧКА ПРОТОНОВ
ИЗ СИНХРОФАЗОТРОНА ОИЯИ

(физические основы)

ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

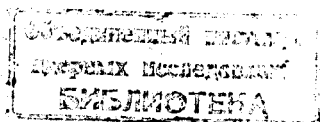
1965

P-2387

Л.П.Зиновьев, И.Б.Иссинский, В.И.Котов,
Е.М.Кулакова, К.П.Мызников, Н.И.Павлов

БЫСТРЫЙ ВЫВОД ПУЧКА ПРОТОНОВ
ИЗ СИНХРОФАЗОТРОНА ОИЯИ

(физические основы)



СО Д Е Р Ж А Н И Е

Стр.

Введение	
Глава I. Исследование заброса частиц в зазор дефлектора при резонансной раскачке бетатронных радиальных колебаний	
§ 1. Результаты расчетов	
§ 2. Результаты экспериментов	
Глава II. Движение частиц от дефлектора до выхода из ускорителя	
§ 1. Особенности движения частиц в краевом поле синхрофазотрона	
§ 2. Градиентная фокусировка в магните-дефлекторе	
§ 3. Выбор направления вывода и места расположения дефлектора. Характеристики выведенного пучка	
§ 4. Дисперсия, обусловленная разбросом частиц по энергиям	49
§ 5. Пересечение выведенного пучка со стенкой вакуумной камеры	50
Глава III. Транспортировка выведенного пучка	50
§ 1. Первая ступень конно-оптической системы	50
§ 2. Вторая ступень системы транспортировки	54
§ 3. Нелинейные эффекты и хроматические aberrации	63
Глава IV. Характеристики элементов системы вывода	68
§ 1. Система возбуждения резонанса	68
§ 2. Магнит-дефлектор	69
§ 3. Элементы конно-оптической системы	76
Заключение	78

В в е д е н и е

На современных ускорителях большое внимание уделяется выводу первичного пучка протонов с большой эффективностью за минимальное время. Вывод протонного пучка за время менее 100 мксек позволяет существенно повысить качество экспериментов, проводимых с пузырьковыми камерами. В этих условиях облегчается также наблюдение редких событий при наличии большого фона, появляется возможность работы с сильными магнитными полями и т.д. В большинстве синхрофазотронов со слабой фокусировкой вывод осуществляется методом Пиччиони^{/1/}, при котором пучок вначале направляется на мишень, где теряет часть энергии, и забрасывается затем в зазор магнита-дефлектора. Частицы, испытавшие в дефлекторе отклонение на определенный угол выводятся по заданному направлению. Сокращение времени вывода достигается в этом случае путем уменьшения длительности сброса ускоренного пучка на мишень. Для этих целей применяется безжелезный магнит^{/2,3/}, расположенный в одном из прямолинейных промежутков, с помощью которого создается нарастающая во времени локальная неоднородность магнитного поля. Малая индуктивность безжелезного магнита позволяет получить большие скорости нарастания возмущения. Однако при осуществлении данного метода на практике возникает ряд трудностей. Во-первых, стремление уменьшить длительность сброса за счет повышения скорости смещения пучка на мишень приводит к уменьшению эффективности взаимодействия пучка с мишенью. Это накладывает ограничение на скорость смещения пучка. Во-вторых, условия попадания частиц на мишень улучшаются, если магнитное поле безжелезного магнита однородно в направлении радиуса^{/4/}. Поэтому радиальные размеры безжелезного магнита, а, следовательно, его индуктивность, приходится увеличивать, что приводит к возрастанию времени сброса пучка на мишень. Другая трудность состоит в том, что при движении от дефлектора до выхода из ускорителя частицы проходят область краевого поля, сильно дефокусирующего пучок в радиальном направлении. Это обстоятельство усугубляется тем, что после прохождения мишени частицы получают значительный разброс по энергии, а также рассеиваются на большие углы. В результате, эффективность вывода может существенно уменьшиться. Чтобы получить эффективность достаточно большой, внутри ускорителя приходится помещать весьма громоздкие ахроматические конно-оптические системы^{/5/}. Так, например, на бетатроне^{/6/} была получена

эффективность вывода в пределах 30-50% путем использования внутри камеры ускорителя ахроматической системы, состоящей из двух магнитов и двух квадрупольных линз. Общий вес этой системы составляет ~ 2,5 т. Для того, чтобы не сокращать апертуру камеры при инжекции, все эти устройства вводились в камеру к концу цикла ускорения со скоростью 1 м/сек. При сбросе пучка на мишень с помощью безжелезного магнита длительность вывода удавалось сократить до нескольких сот мксек, но эффективность уменьшалась вдвое. На космотроне с использованием безжелезного магнита удалось вывести около 30% циркулирующего пучка за 40 мксек^{/4/}.

В синхрофазотронах с жесткой фокусировкой большое распространение получил однооборотный вывод пучка^{/7/}. Этот метод состоит в том, что пучок в конце ускорения смещается внутрь зазора импульсного магнита. Магнитное поле в нем нарастает до заданной величины в промежутке между двумя последовательными прохождениями сгустка через зазор. После отклонения в импульсном магните пучок попадает в отклоняющий магнит, который выводит его из камеры по заданному направлению. Этот способ вывода осуществлен на синхрофазотроне в ЦЕРН'e^{/8/} и позволил вывести ~ 85% частиц. Однако реализация данного метода в ускорителях со слабой фокусировкой приводит к большим техническим трудностям, так как в таких установках пучок частиц в конце ускорения имеет весьма большие размеры. Например, в синхрофазотроне ОИЯИ в конце цикла ускорения максимальный размер пучка составляет 18 см по радиусу и 5 см по вертикали^{/9/}. Сооружение импульсного магнита с таким зазором становится весьма затруднительным. Его индуктивность не может быть сделана меньше ~ 4 мкГн. Поэтому, для того чтобы поле в магните в интервале между двумя последовательными прохождениями циркулирующего сгустка через зазор (~ 0,4 мксек) достигло величины, достаточной для заброса пучка в отклоняющий магнит, необходимо вводить в камеру ускорителя напряжение 100-200 кв. В целом система получается очень громоздкой и сложной. С другой стороны, возрастают трудности с фокусировкой пучка при движении в краевом поле ускорителя, поскольку размеры и угловая расходимость пучка, забрасываемого в отклоняющий магнит, весьма велики. Это существенно уменьшает эффективность вывода.

В последние годы широко обсуждается возможность применения для целей вывода в синхротронах раскачки радиальных колебаний частиц посредством возбуждения либо полупевого резонанса^{/10,11/}, либо нелинейного резонанса типа $\nu_x = 2/3$ ^{/12/}. На некоторых ускорителях были проведены экспериментальные и теоретические исследования условий, при которых удается осуществить резонансную раскачку радиальных колебаний и забросить частицы в зазор магнита-дефлектора^{/13,14/}. В результате проведенных исследований была установлена возможность получения этим способом большой эффективности вывода. Резонансный метод был применен на кембриджском электронном синхротроне (США) и позволил вывести 70% циркулирующего пучка^{/15/}.

В 1962 г. на синхрофазотроне ОИЯИ была разработана система, позволяющая возбуждать в конце цикла ускорения параметрический (полупеый) резонанс $\nu_x = 1/2$ бетатронных радиальных колебаний. Система применялась для сброса ускоренного пучка на внутреннюю мишень за время ~ 30-50 мксек^{/16/}. Позднее были проведены исследования возможности использования этой системы для заброса ускоренных частиц в зазор дефлектора при выводе пучка протонов из синхрофазотрона^{/13/}. Было показано, что применение резонансного метода дает ряд существенных преимуществ по сравнению с методом Пиччони. Решающее из них состоит в том, что при возбуждении резонанса $\nu_x = 1/2$ на строго заданном азимуте происходит группировка частиц по фазам бетатронных колебаний. Это приводит к тому, что частицы входят в зазор магнита-дефлектора с малой угловой расходимостью, в силу чего удается весьма простыми средствами избежать трудностей с фокусировкой выведенного пучка при прохождении им краевого поля ускорителя. Задача облегчается также тем, что пучок в конце ускорения имеет очень малый энергетический разброс, поэтому отпадает необходимость применения ахроматической системы, компенсирующей дисперсию. С другой стороны, резонанс $\nu_x = 1/2$ обеспечивает наиболее быструю раскачку бетатронных радиальных колебаний, что позволяет осуществить быстрый вывод пучка. Как показали исследования^{/13/}, резкое увеличение амплитуд бетатронных колебаний может быть получено при сравнительно небольших величинах возмущения и скорости его нарастания.

Следовательно, применяя резонансный метод, можно осуществить быстрый вывод пучка из синхрофазотрона с помощью весьма простой техники. На рис. 1 показана схема вывода и расположение необходимого оборудования. Обмотки, с помощью которых обеспечиваются резонансные условия, располагаются в квадрантах I и II синхрофазотрона. В прямолинейном промежутке между квадрантами II и III расположен магнит-дефлектор (M_1) и плунжерное устройство, осуществляющее перемещение дефлектора в рабочую область ускорителя. После отклонения в дефлекторе пучок, пройдя квадрант, выходит из ускорителя и попадает во второй неподвижный отклоняющий магнит M_2 . С помощью магнита M_2 и ионно-оптической системы производится отклонение выведенного пучка по заданному направлению и транспортировка его к измерительной площадке.

Таким образом, решение проблемы вывода складывается из следующих основных этапов:

- 1) резонансной раскачки бетатронных радиальных колебаний и заброса частиц в магнит-дефлектор;
- 2) отклонения пучка и его фокусировки при движении от дефлектора до выхода из ускорителя;
- 3) транспортировки и использования выведенного пучка.

ИССЛЕДОВАНИЕ ЗАБРОСА ЧАСТИЦ В ЗАЗОР ДЕФЛЕКТОРА ПРИ РЕЗОНАНСНОЙ РАСКАЧКЕ БЕТАТРОННЫХ РАДИАЛЬНЫХ КОЛЕБАНИЙ

Для возбуждения параметрического резонанса радиальных бетатронных колебаний $\nu_x = 1/2$ была использована система, разработанная для быстрого сброса пучка на мишень ^{18/}. Резонансные условия создавались путем изменения показателя магнитного поля n в первом и втором квадрантах синхрофазотрона с помощью обмоток, расположенных на верхнем и нижнем полюсах магнита. Расположение проводов и направление тока в них показано на рис. 2. Кривой 1 показана исходная картина распределения n в направлении радиуса при величине поля в зазоре ускорителя

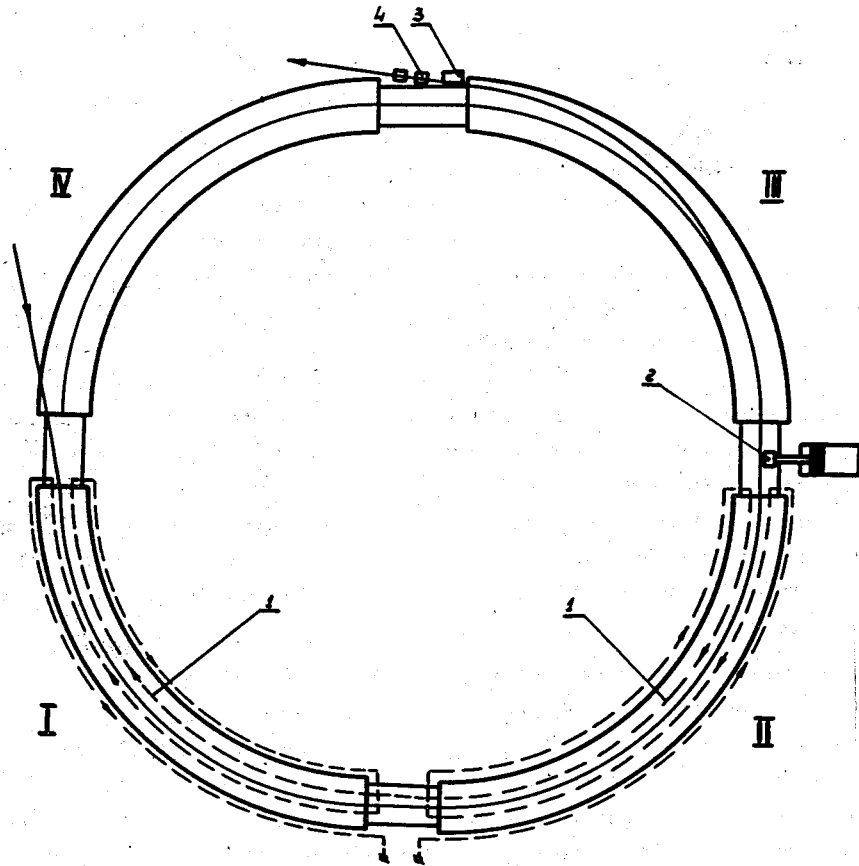


Рис. 1. Схема расположения устройств на камере синхрофазотрона для резонансного вывода пучка протонов. 1. Обмотки возбуждения. 2. Магнит-дефлектор M_1 с плунжерным устройством. 3. Отклоняющий магнит M_2 . 4. Линзы системы транспортировки.

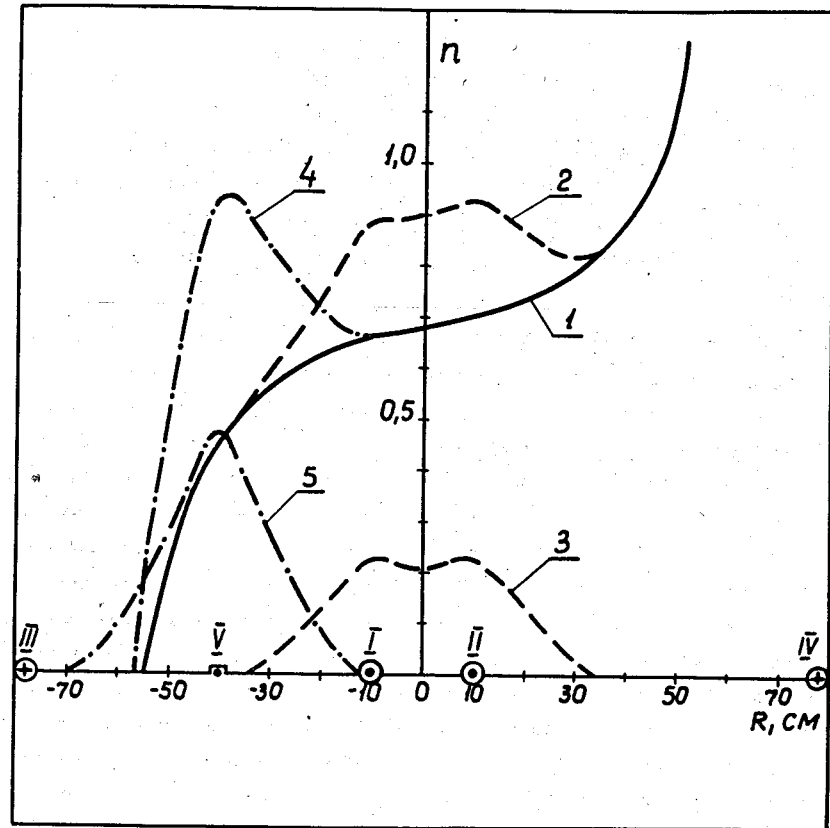


Рис. 2. Зависимость показателя поля n от радиуса в синхрофазотроне, измеренная при токе в возбуждающей обмотке 340а (кривая 2) и при отсутствии тока в ней (кривая 1). Кривая 3 - добавочная величина Δn . Кривой 4 показана зависимость n от радиуса при включении тока 700а в дополнительный виток V, кривой 5 - полученная при этом добавочная величина Δn .

12600 эрстед. Кривая 2 показывает, как видоизменяется это распределение при включении в возбуждающие обмотки тока 340а. Кривой 3 показано распределение по радиусу добавочной величины Δn . Индуктивность возбуждающей обмотки составляла - 3 мгн, поэтому резонансные условия не могли быть созданы мгновенно. Реально в возмущенных квадрантах прирост Δn достигал своего наибольшего значения за 300 мксек (435 оборотов).

§ 1. Результаты расчетов

Анализ движения частиц при параметрическом резонансе производился путем численного расчета траекторий частиц на электронно-счетной машине (программа 401) по точным формулам движения в реальном магнитном поле. Зависимость магнитного поля от радиуса в невозмущенных секторах задавалась в соответствии с кривой 1 (рис. 2). Рост возмущения Δn в двух соседних квадрантах задавался по формуле $\Delta n = \Delta n_{\max} \sin\left(\frac{k}{435} \frac{\pi}{2}\right)$, где k - номер оборота. Учитывалась также зависимость Δn_{\max} от радиуса (кривая 3 рис. 2). Траектории движения вычислялись для различных значений начальных амплитуд и фаз бетатронных радиальных колебаний. Анализ этих данных позволяет определить азимут, на котором частицы испытывают максимальное отклонение от равновесной орбиты и группируются по фазам бетатронных колебаний, характер заброса частиц в зазор дефлектора во времени, глубину заброса и т.п.

Исходные характеристики пучка протонов в конце ускорения были экспериментально определены в работе /8/. Максимальные величины амплитуд бетатронных радиальных и вертикальных колебаний составляют соответственно 7 и 2,5 см. Максимальная амплитуда радиально-фазовых колебаний в конце ускорения равна 2 см. Были получены также функции распределения частиц по амплитудам бетатронных радиальных и вертикальных колебаний (рис. 3 и 4). Таким образом, пучок в конце ускорения имеет максимальный размер по радиусу 18 см и по вертикали - 5 см. Поэтому край магнита-дефлектора может быть помещен не ближе, чем 10 см от центральной орбиты. Представляло интерес исследовать особенности заброса частиц в дефлектор при различном положении его края по радиусу. Рассмотрение траекторий движения в условиях резонанса показало, что по мере нарастания возмущения, когда величина расстройки становится мала, шаг нарастания амплитуд радиальных колебаний увеличивается, а максимум отклонения для частиц с различными начальными условиями приходится на азимут, отстоящий на -47° от конца возмущения. На этом же азимуте происходит стягивание по фазам бетатронных колебаний и наблюдается наименьший разброс по углам. С другой стороны, дефлектор более удобно поместить в прямолинейном промежутке, расположенном вблизи конца возмущения. Поэтому условия заброса исследовались на азимуте, соответствующем концу возмущения.

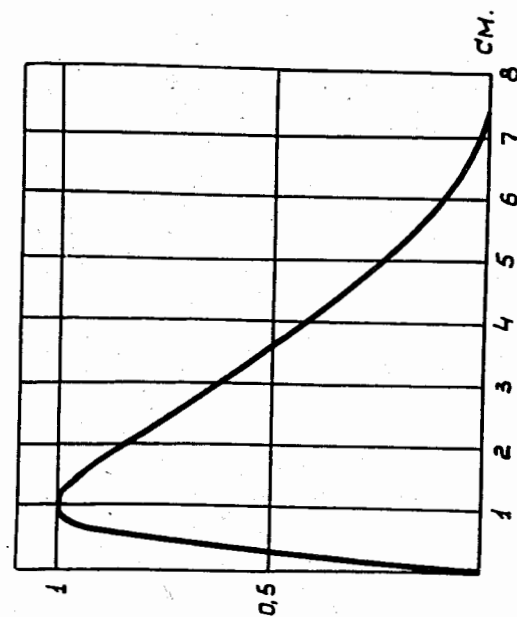


Рис. 3. Функция распределения по амплитудам бетатронных радиальных колебаний. Число частиц, соответствующее данной амплитуде, дано в относительных единицах.

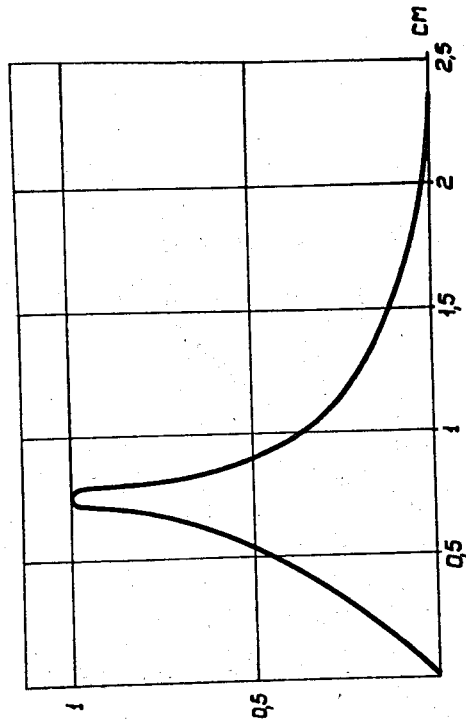


Рис. 4. Функция распределения по амплитудам бетатронных вертикальных колебаний. Число частиц, соответствующее данной амплитуде, дано в относительных единицах.

На рис. 5 и 6 показаны зависимости угла влета γ_0 по отношению к касательной к равновесной орбите синхрофазотрона от глубины заброса частиц для положения края дефлектора на расстоянии -10 см и -20 см от центральной орбиты соответственно. По оси абсцисс отложено расстояние от края зазора дефлектора r . Расчет производился для 30 начальных условий, причем брались различные начальные амплитуды и фазы бетатронных радиальных колебаний. Как следует из рисунков, при положении -10 см частицы с большими начальными амплитудами колебаний не успевают войти в резонанс, и попадают в зазор, имея малый темп нарастания амплитуд. Такие условия невыгодны, так как большая часть частиц проходит краевую область дефлектора. При удалении края магнита от равновесной орбиты (рис. 6) частицы как с малыми, так и с большими амплитудами колебаний к моменту попадания в зазор дефлектора успевают войти в резонанс. Условия заброса в дефлектор становятся более благоприятными. Угловой разворот уменьшается, а темп возрастания амплитуд радиальных колебаний за оборот увеличивается по мере того, как резонансные условия выполняются наиболее точно. Как показывает расчет, при распределении возмущающего поля по радиусу, показанном на рис. 2 (кривая 3), резонансные условия лучше всего выполняются на расстоянии ± 20 см от центральной орбиты. Точность выполнения резонансных условий зависит также от величины возмущения Δn_{\max} . На рис. 7 показана зависимость угла влета частиц от глубины заброса для наибольшей величины возмущения $\Delta n_{\max} = 0,24$. Из сопоставления рис. 6 и 7 следует, что при $\Delta n_{\max} = 0,24$ условия заброса ухудшаются. На расстоянии ± 20 см от центральной орбиты резонансные условия выполняются наиболее точно при $\Delta n_{\max} = 0,22$. В этом случае, как следует из рис. 6, угловой заброс частиц не превышает 1 мрад, а глубина заброса в зазор составляет около 10 см.

Для того, чтобы решить вопрос о наиболее целесообразном месте расположения дефлектора относительно центральной орбиты (с радиусом R_0), был исследован также характер заброса частиц при расположении края зазора на радиусах $R_0 + 20$ см и $R_0 - 40$ см. При конфигурации возмущающего поля, показанной на рис. 2 (кривая 2), из-за резкого спада показателя магнитного поля не удается забросить частицы на расстояние 40 ± 50 см внутрь от центральной орбиты. Благоприятные условия для заброса частиц на внутренний радиус создаются, если во всех квадрантах с помощью дополнительного проводника V увеличить значение n во внутренней части камеры (рис. 2, кривая 4). При расчете заброса на радиус $R_0 - 40$ см учитывался вклад в магнитное поле, создаваемый проводником V . На рис. 8 и 9 приведены зависимости углов влета частиц от глубины заброса для положения края дефлектора на $R_0 + 20$ см и $R_0 - 40$ см. Сравнивая эти результаты с результатами, приведенными на рис. 6, можно установить определенные закономерности. Действительно, при забросе на внутренние радиусы с увеличением глубины заброса угол наклона к равновесной орбите

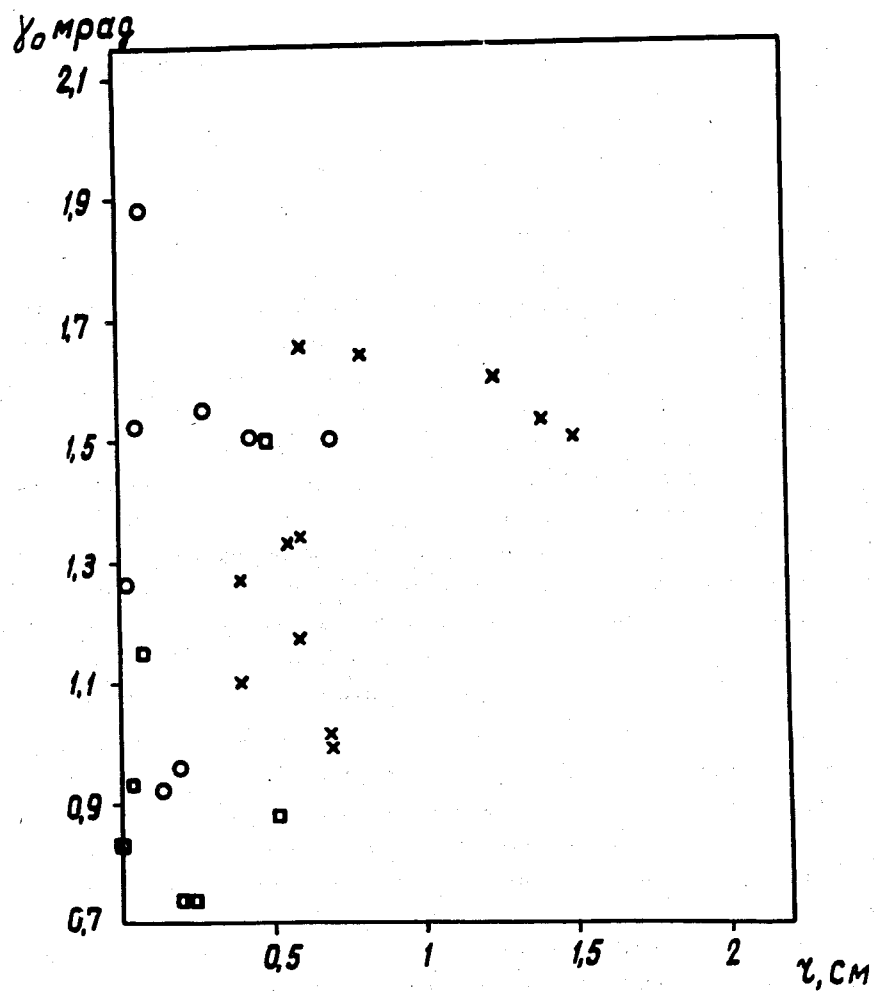


Рис. 5. Зависимость угла влета от глубины заброса в зазор дефлектора при расположении его края на расстоянии - 10 см от центральной орбиты. Наибольшая величина возмущения $\Delta n_{\max} = 0,22$. Частицы с различными начальными амплитудами радиальных колебаний обозначены: x - 0 ± 2 см; o - $2 \pm 4,5$ см; \square - $4,5 \pm 7$ см.

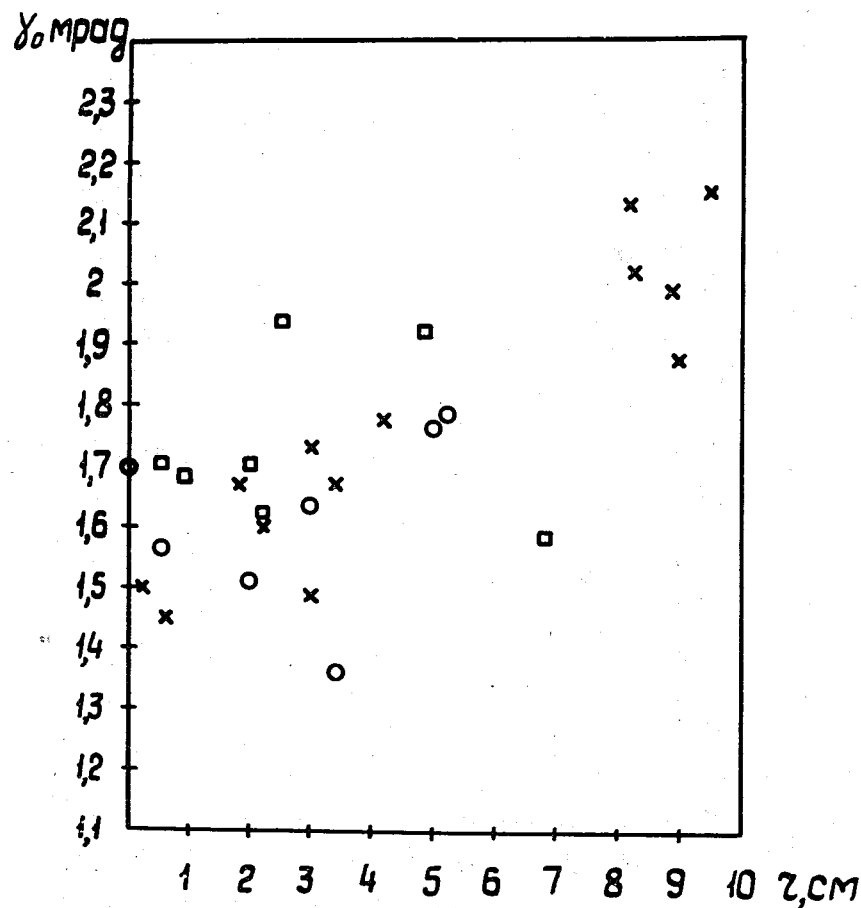


Рис. 6. Зависимость угла влета от глубины заброса в зазор дефлектора при расположении его края на расстоянии $R_0 = 20$ см. Наибольшая величина возмущения $\Delta n_{\max} = 0,22$. Обозначения прежние.

γ_0 град

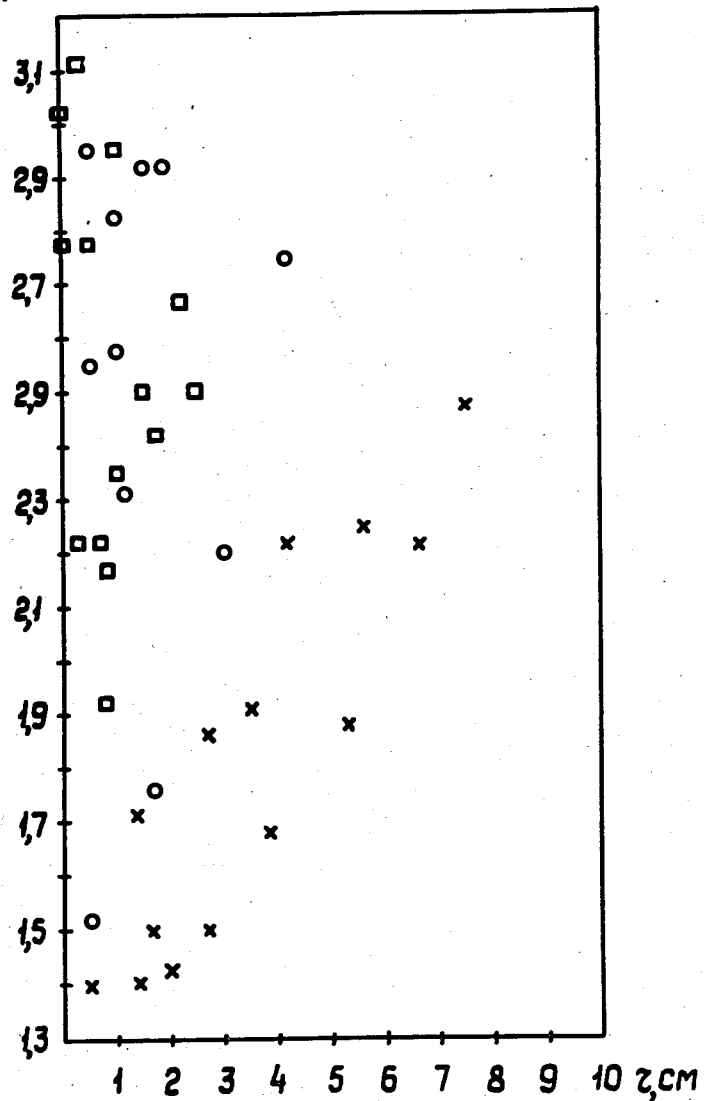


Рис. 7. Зависимость угла влета от глубины заброса в зазор дефлектора при расположении его края на расстоянии $R_0 - 20$ см. Наибольшая величина возмущения $\Delta_{\text{п max}} = 0,24$. Обозначения прежние.

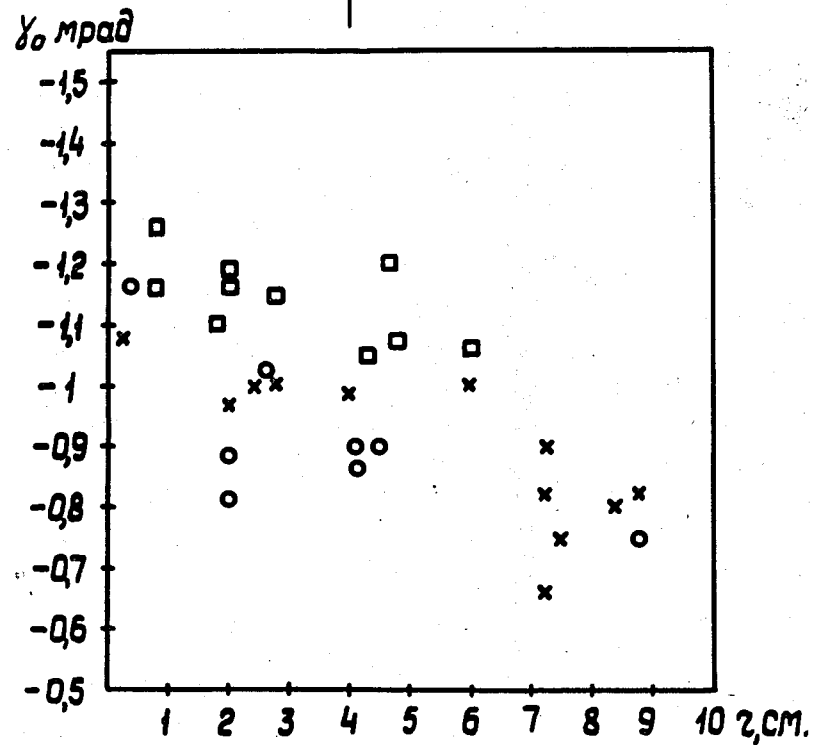
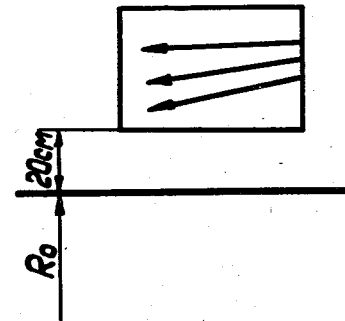


Рис. 8. Зависимость углов влета от глубины заброса в зазор дефлектора при расположении его края на расстоянии $R_0 + 20$ см. Наибольшая величина возмущения $\Delta_{\text{п max}} = 0,22$.

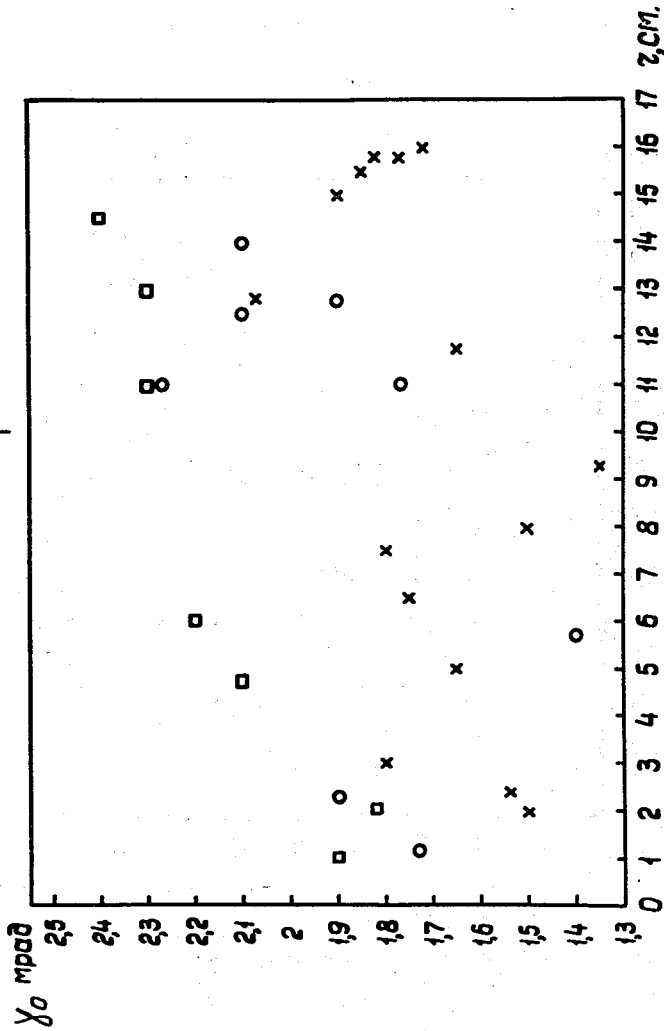
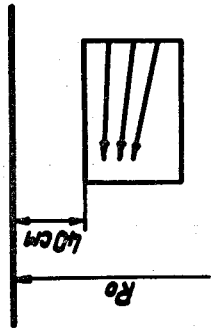


Рис. 8. Зависимость углов влета от глубины заброса в зазор, дефлектора при расположении его края на расстоянии $R_0 - 40$ см. Наибольшая величина возмущения $\Delta n_{max} = 0,24$.

возрастает, как это схематично изображено в верхней части рисунков 8 и 9. При забросе на внешний радиус угол наклона уменьшается с увеличением глубины заброса (рис. 8). В первом случае характер зависимости угла наклона от глубины заброса благоприятствует дальнейшей фокусировке пучка, во втором случае - приводит к дефокусировке по радиусу. С другой стороны, из рис. 8 и 9 следует, что при забросе на $R_0 - 40$ см глубина заброса почти вдвое больше, чем при забросе на $R_0 - 20$ см. Это объясняется тем, что при параметрическом резонансе темп возрастания амплитуды за оборот резко возрастает с увеличением амплитуды.

На рисунках 10, 11 и 12 показано, как на различной глубине заброса углы влета зависят от момента попадания частиц в зазор. Графики приведены соответственно для трех случаев расположения края зазора: $R_0 + 20$ см, $R_0 - 20$ см, $R_0 - 40$ см. По оси абсцисс отложен номер оборота, отсчитываемый от момента включения возмущения. Можно установить, во-первых, что при забросе на радиусы $R_0 \pm 20$ см время вывода составляет около 100 оборотов, в то время как при забросе на радиус $R_0 - 40$ см оно уменьшается до 20 оборотов. Во вторых, во всех случаях у частиц, забрасываемых на определенную глубину, уменьшается угол влета с возрастанием номера оборота, на котором происходит попадание в зазор.

На основании проведенных исследований можно сделать некоторые предварительные заключения о выборе места расположения магнита-дефлектора относительно центральной орбиты синхрофазотрона. При расположении края зазора дефлектора на $R_0 - 40$ см время вывода получается минимальным, однако радиальный заброс частиц достигает 20 см. Это приводит к необходимости сильно увеличивать размеры зазора, а следовательно, и вес магнита. При расположении на $R_0 \pm 20$ см размеры и вес магнита могут быть значительно меньше. В то же время длительность вывода и в этом случае достаточно мала и составляет менее 100 мксек. Условия заброса частиц при возбуждении параметрического резонанса на $R_0 - 20$ см и $R_0 + 20$ см были исследованы экспериментально.

§ 2. Результаты экспериментов

Для выбора оптимальных размеров зазора магнита-дефлектора были проведены экспериментальные исследования заброса частиц в условиях резонанса. С этой целью внутри камеры синхрофазотрона на азимуте, соответствующем концу возмущения, помещался слой фотоэмульсии. Фотоэмульсия вводилась в камеру к концу цикла ускорения с помощью плунжерной мишени и располагалась так, чтобы ее край совпадал с заданным радиусом. После этого включался импульс тока в возбуждающую обмотку

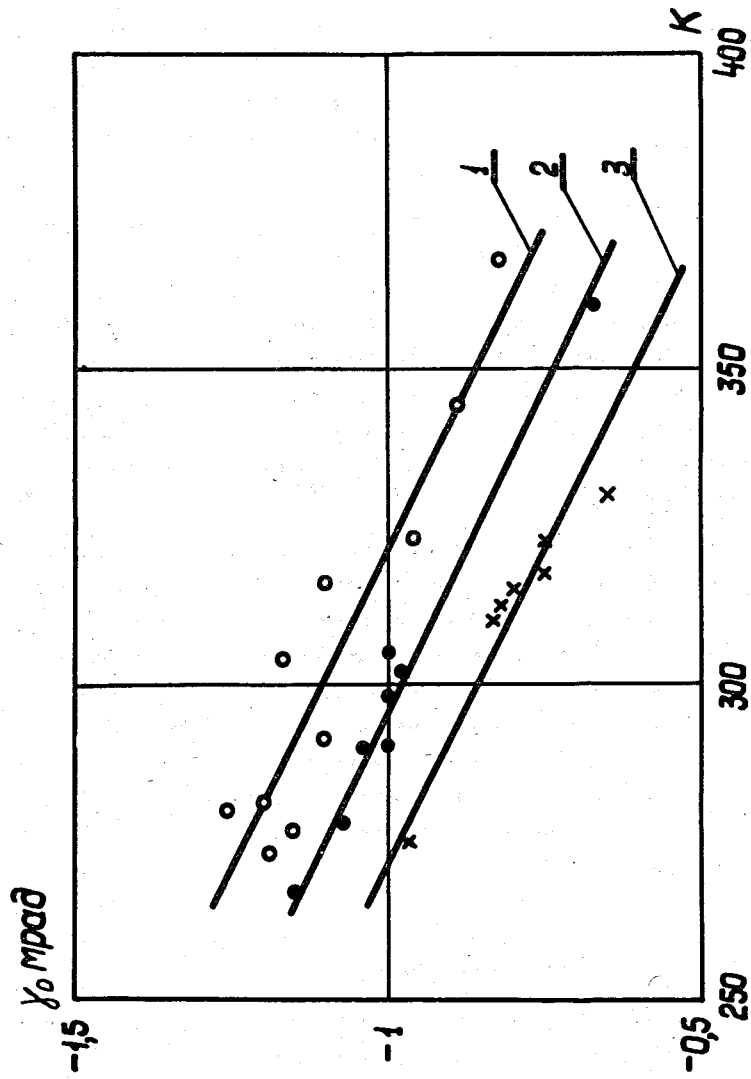


Рис. 10. Угол влета частиц в зазор дефлектора в зависимости от момента влета при $\Delta l_{\text{max}} = -0.22$ и положении его края на расстоянии $K_0 + 20$ см. Линия 1 соответствует частицам, влетающим в зазор дефлектора на расстоянии 20 ± 22 см от центральной орбиты; линия 2 - 22 ± 24 см; линия 3 - 28 ± 30 см.

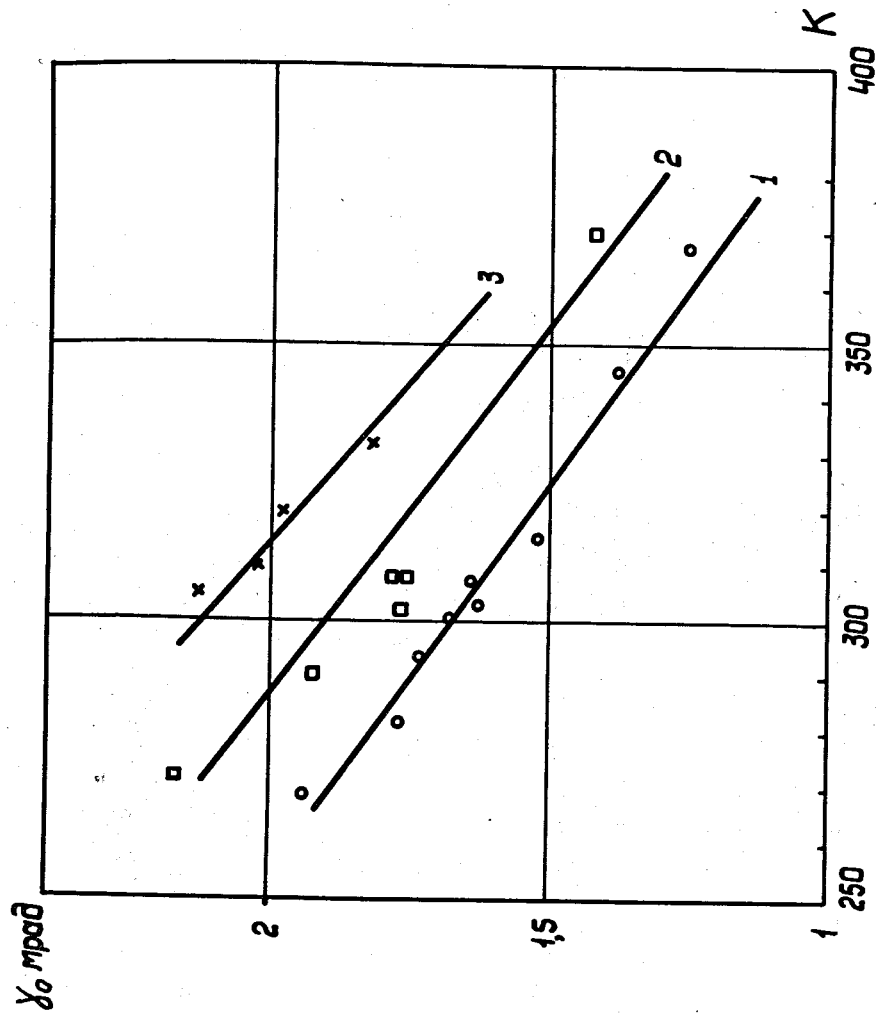


Рис. 11. Угол влета частиц в зазор дефлектора в зависимости от момента влета при $\Delta l_{\text{max}} = 0.22$ и положении его края на $K_0 - 20$ см. Линия 1 соответствует частицам, влетающим в зазор дефлектора на расстоянии 20 ± 22 см от центральной орбиты, линия 2 - 24 ± 28 см, линия 3 - 28 ± 30 см.

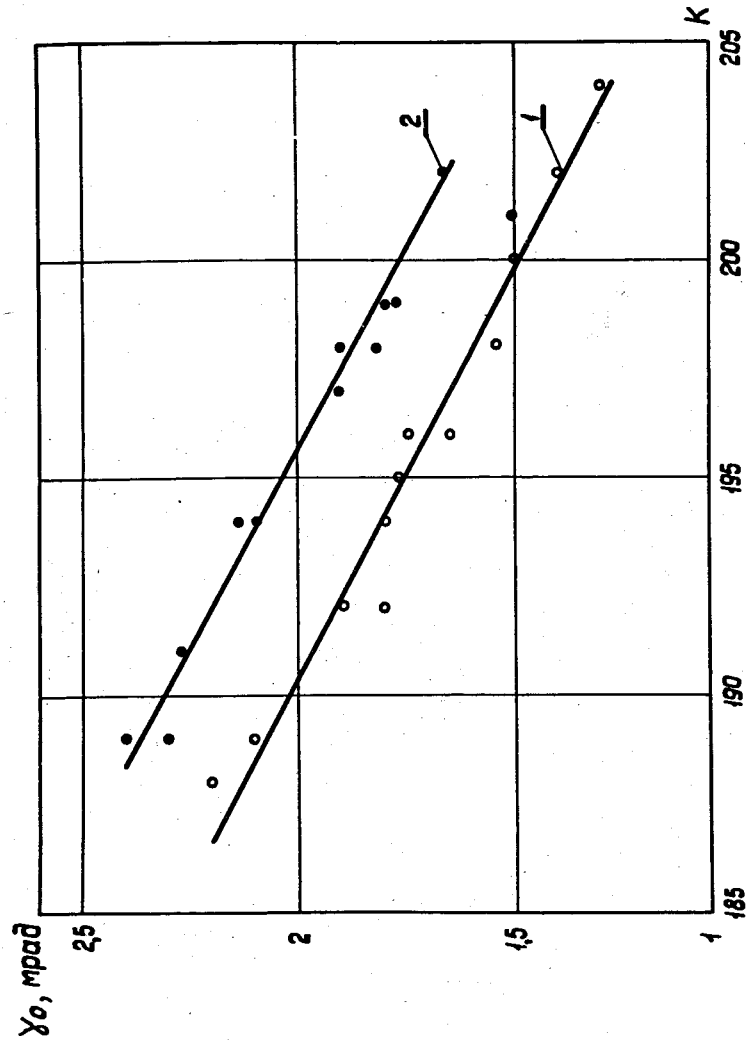


Рис. 12. Угол влета частиц в зазор дефлектора в зависимости от момента влета при $\Delta n_{\text{max}} = 0,24$ и положении его края на $R_0 = 40$ см. Линия 1 соответствует частицам, влетающим в зазор дефлектора на расстоянии $40 \pm 4,5$ см от центральной орбиты, линия 2 - $50 \pm 5,5$ см.

и пучок сбрасывался на фотоэмульсию. Были тщательно подобраны условия, при которых исключалось многократное прохождение частиц через эмульсию. Для этого при облучениях на радиусе $R_0 = 20$ см в непосредственной близости за эмульсией по направлению движения пучка был установлен латунный поглотитель толщиной 3 см. Скачок мгновенных орбит у частиц, прошедших такую толщину, составлял ~ 50 см. Частицы, однократно прошедшие эмульсию, попадали на поглотитель и забрасывались к внутренней стенке камеры. Для надежности за первым поглотителем у внутреннего края рабочей области на радиусе $R_0 = 30$ см к моменту сброса пучка на мишень устанавливался второй поглотитель, который перехватывал выбывшие из процесса ускорения частицы. При облучениях эмульсии на радиусе $R_0 = 20$ см за ней также помещался поглотитель. Второй поглотитель располагался к моменту сброса пучка на эмульсию у внутреннего края рабочей области так, что край его совпадал с радиусом $R_0 = 25$ см. Предварительно было установлено, что в этом положении второй поглотитель не нарушал процесса заброса частиц на эмульсию в условиях резонанса, но надежно перехватывал частицы, однократно прошедшие эмульсию.

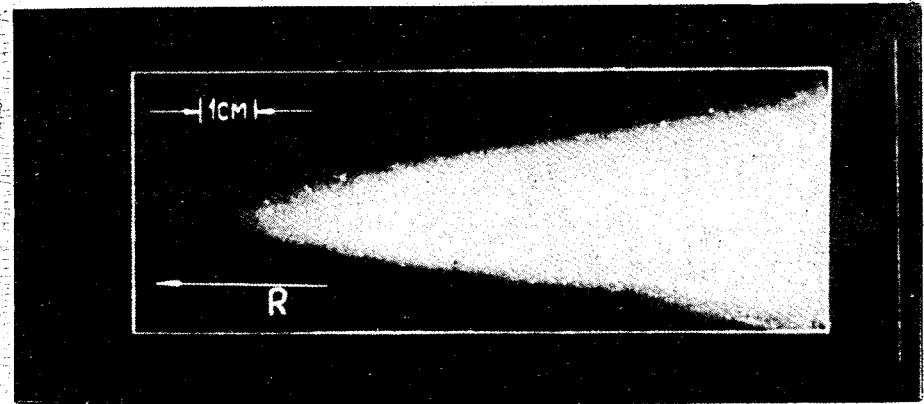


Рис. 13. Фотография заброса пучка на эмульсию при $\Delta n_{\text{max}} = 0,22$.

Для иллюстрации на рис. 13 показана фотография заброса пучка на эмульсию в случае, когда край ее располагался на $R_0 = 20$ см, а величина возмущения равнялась 0,22. Результаты измерения распределения интенсивности на эмульсии в направлении радиуса приведены на рис. 14. На каждом из приведенных здесь графиков по оси ординат отложено количество частиц, попавших в интервал шириной 5 мм,

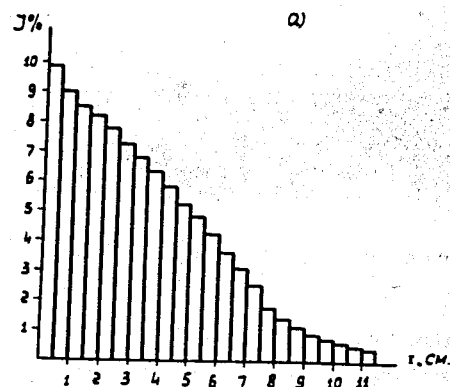
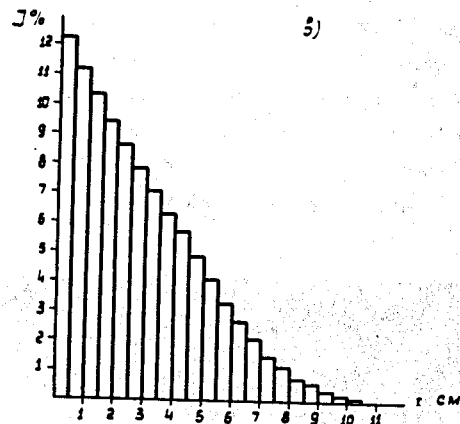
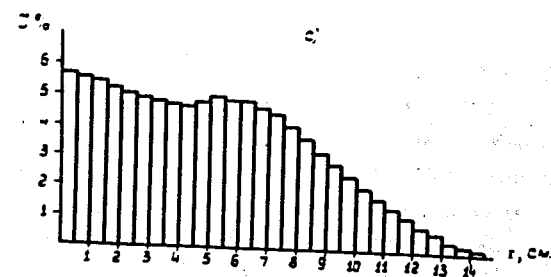


Рис. 14. Распределение интенсивности J по направлению радиуса. Расстояние r отсчитывается от края эмульсии. (а) - $R_0 - 20$ см; $\Delta n_{\max} = 0,22$; (б) $R_0 + 20$ см; $\Delta n_{\max} = 0,2$; (с) $R_0 + 20$ см; $\Delta n_{\max} = 0,22$.

отношенное к общему количеству частиц, попавших на эмульсию. На оси абсцисс указано положение интервала по радиусу. Из графиков (а) и (с) видно, что при данной величине возмущения глубина заброса частиц на радиус $R_0 + 20$ см значительно больше, чем на $R_0 - 20$ см. Сопоставляя графики (б) и (с) для $R_0 + 20$ см при различной величине возмущения, легко установить, что изменяя величину возмущения, можно изменять как глубину заброса частиц в зазор дефлектора, так и характер распределения частиц по глубине зазора. Наиболее благоприятная картина распределения интенсивности в направлении радиуса получается при $\Delta n_{\max} = 0,22$ (график с).

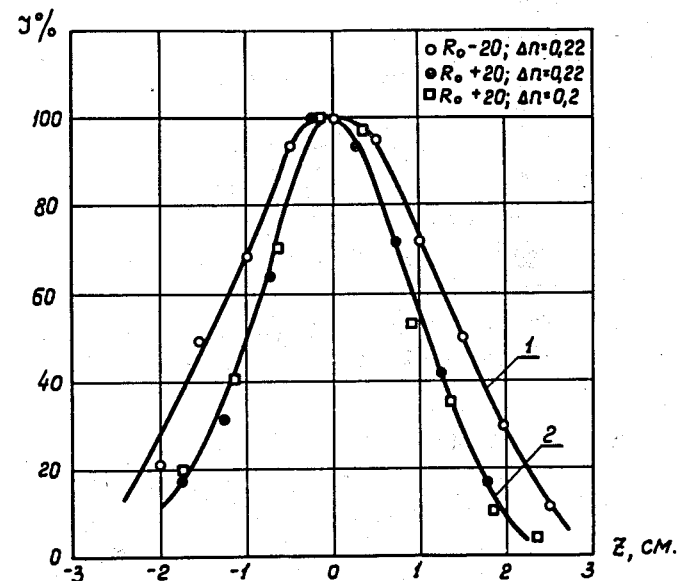


Рис. 15. Распределение интенсивности по вертикали. Расстояние z отсчитывается от средней плоскости.

В этом случае удается свести к минимуму действие краевого поля дефлектора на заброшенные в его зазор частицы. На рис. 15 показано относительное распределение интенсивности частиц по вертикали на расстоянии 1 см от края фотоэмульсии для $R_0 - 20$ см и $R_0 + 20$ см (соответственно кривая 1 и кривая 2). В последнем случае распределение сняты для $\Delta n_{\max} = 0,22$ и $\Delta n_{\max} = 0,2$. Видно, что размер пучка при забросе на $R_0 - 20$ см больше, чем при забросе на $R_0 + 20$ см. На $R_0 + 20$ см

размер заброшенного на эмульсию пучка по вертикали не превышает 4 см и практически не зависит от величины возмущения. Для выбора оптимальной высоты зазора была вычислена зависимость доли частиц, попадающих в зазор, от вертикального размера зазора в процентах от интенсивности циркулирующего пучка. При этом размер зазора по радиусу превосходил максимальную глубину заброса. Сравнивая кривые 1 и 2 рис. 18, можно сделать заключение, что при расположении края магнита-дефлектора на $R_0 + 20$ см высота его зазора может быть выбрана приблизительно на 1 см меньше, чем в случае $R_0 - 20$ см.

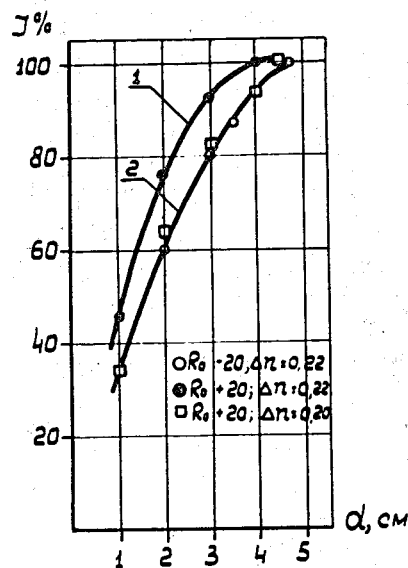


Рис. 18. Зависимость доли частиц, выраженной в процентах от интенсивности циркулирующего пучка, которая попадает в зазор магнита-дефлектора при различной его высоте d .

ДВИЖЕНИЕ ЧАСТИЦ ОТ ДЕФЛЕКТОРА ДО ВЫХОДА ИЗ УСКОРИТЕЛЯ

§ 1. Особенности движения частиц в краевом поле синхрофазотрона

В магните-дефлекторе (рис. 1) пучок получает отклонение по направлению к наружной стенке камеры и, прежде чем выйти из ускорителя, на большом протяжении пересекает область краевого поля. Как следует из рис. 2, характер краевого поля таков, что, начиная с расстояния 45 см от центральной орбиты, оно оказывает на пучок дефокусирующее действие в радиальном направлении и фокусирующее — в вертикальном ($\mu > 1$). Для изучения особенностей движения частиц в краевом поле был проведен расчет траекторий движения частиц при различных углах отклонения в дефлекторе. Угол отклонения в дефлекторе выбирался таким, чтобы пучок на выходе из ускорителя имел направление, пригодное для его дальнейшей транспортировки к экспериментальной площадке. Область пригодных направлений в районе выводного прямолинейного промежутка показана на рис. 17. При различном расположении дефлектора относительно центральной орбиты угол поворота, обеспечивающий попадание пучка в выбранную область направлений, будет различным. Характер движения в краевом поле будет также различаться. Для примера приведем результаты расчетов для положения края дефлектора на $R_0 - 20$ см.

Расчеты траекторий выполнены на электронно-счетной машине по программе 603^{17/}. Краевое магнитное поле задавалось в виде таблиц, составленных по результатам магнитных измерений 1956 года^{х)}. Точность этих измерений не хуже $\pm 2\%$. Траектории вычислялись по формулам движения частиц в магнитном поле путем численного интегрирования. Шаг интегрирования (10 см) был подобран таким, чтобы, с одной стороны, обеспечивалась максимальная скорость счета и, с другой стороны, не снижалась точность получаемых результатов. Вычислялась как горизонтальная, так и вертикальная проекция траектории. Радиальная и азимутальная составляющая магнитного поля в заданной точке пространства были вычислены в линейном приближении по измеренной вертикальной составляющей магнитного поля из условия, что $\text{rot } \mathbf{B} = 0$.

Вначале магнитное поле в дефлекторе задавалось однородным. На рис. 18 показаны траектории движения частиц в поле ускорителя, влетающих в дефлектор с одинаковыми начальными углами на радиусе $R_0 - 20$ см при различных углах отклонения. По оси абсцисс отложена азимутальная координата θ . Начало отсчета по азимуту совпадает с торцевым срезом боковых стоек магнита сектора III, конец сектора

х) Измерения были проведены А.А.Журавлевым, Э.А.Мяз, С.В.Федуковым и др.

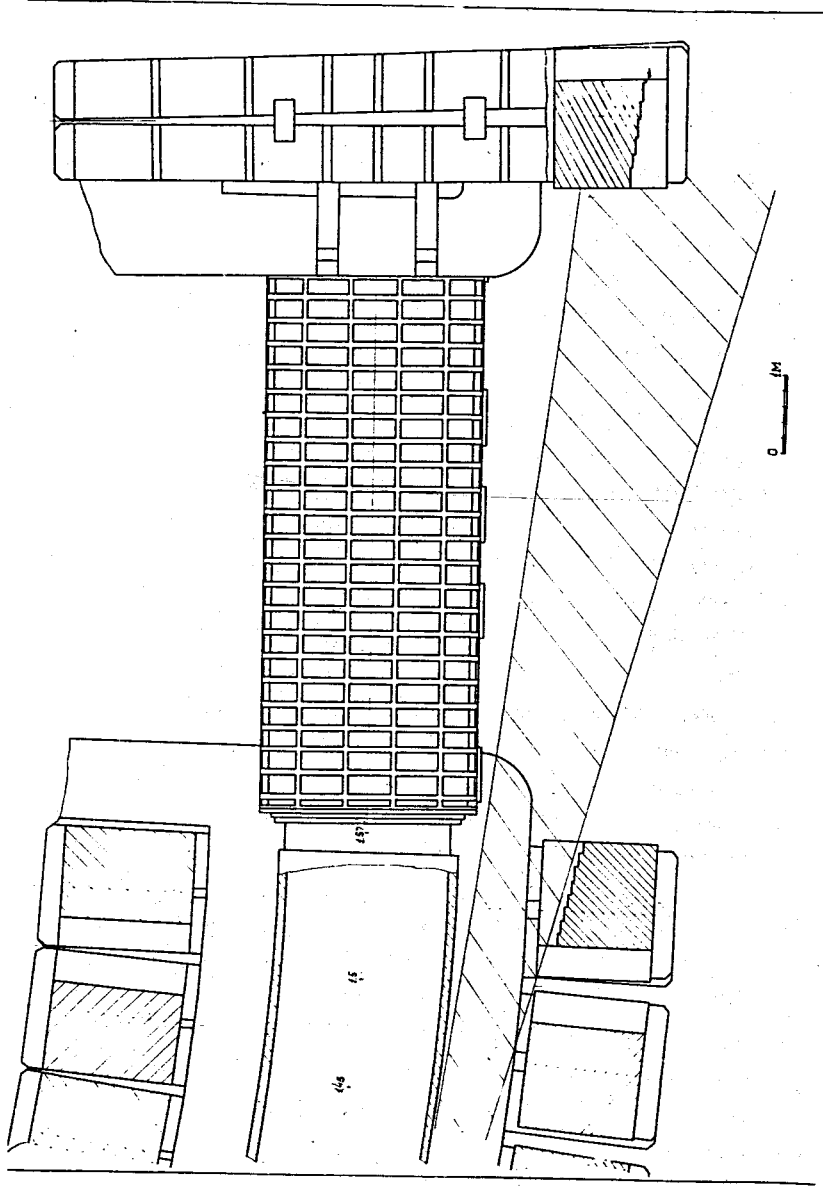


Рис. 17. Область направлений, пригодных для транспортировки выведенного пучка к измерительной площадке.

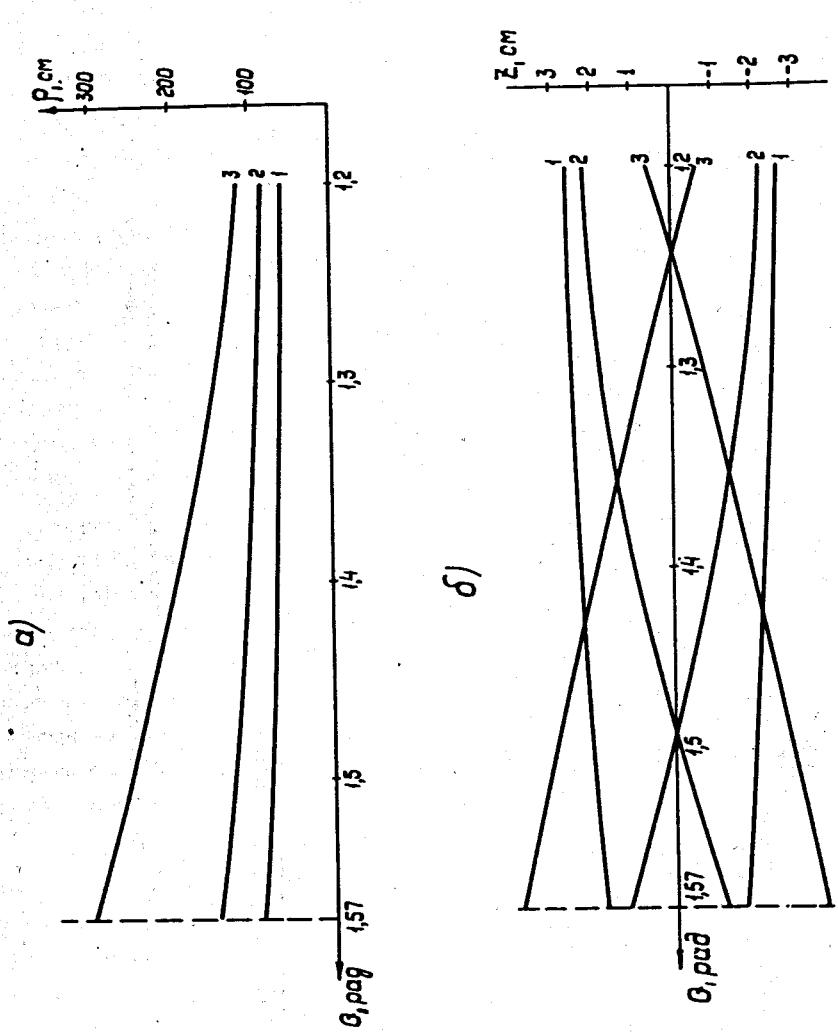


Рис. 18. Траектории движения частиц при различных углах отклонения в магните-дефлекторе:
 (а) - горизонтальные проекции траекторий, (б) - вертикальные проекции траекторий.
 Цифрой 1 отмечены траектории, соответствующие углу поворота - 60°, цифрой 2 - 80°, цифрой 3 - 100°.

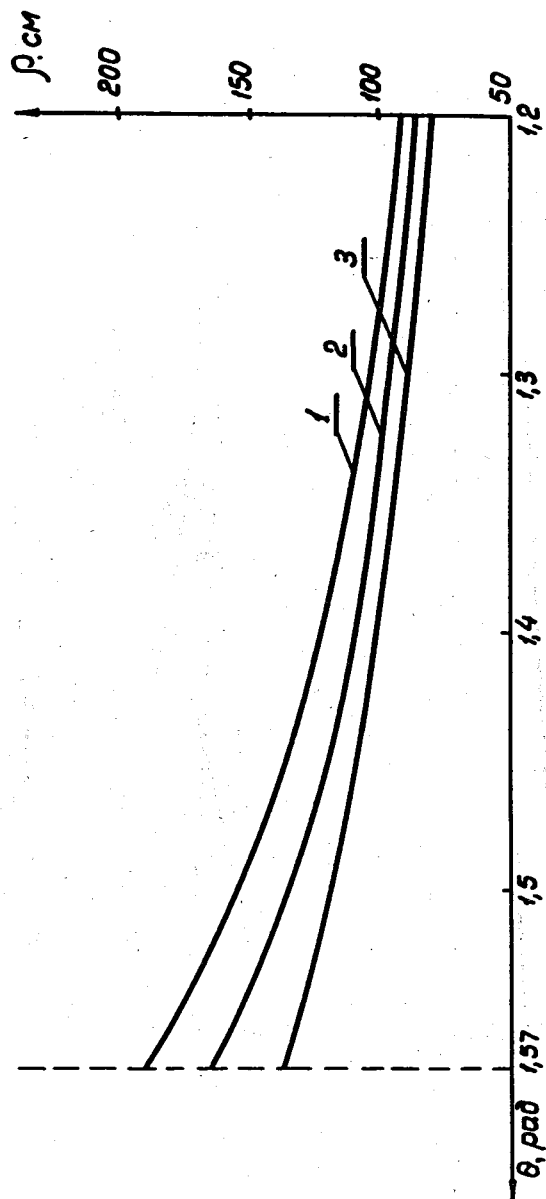


Рис. 19. Траектории движения частиц, влетающих в дефлектор с одинаковым углом $1,7$ мрад, но на различную глубину при угле отклонения в дефлекторе $-84'$.

соответствует азимуту $1,57$ радиана. На графике (а) даны проекции траекторий движения в горизонтальной плоскости, по оси ординат отложено отклонение от центральной орбиты ρ . На графике (б) представлены вертикальные проекции траекторий, по оси ординат отложено отклонение z от средней плоскости. Как видно, при отклонении частиц на больший радиус дефокусировка по направлению радиуса и фокусировка по вертикали резко возрастают. Эта же тенденция сохраняется для частиц, забрасываемых в зазор дефлектора на различную глубину. На рис. 19 показаны траектории движения частиц, влетающих в дефлектор с однородным полем при $R_0 = 20$ см (кривая 1), $R_0 = 25$ см (кривая 2) и $R_0 = 30$ см (кривая 3) при угле отклонения $84'$.

Таким образом, размеры и угловая расходимость пучка на выходе из ускорителя зависят от начальных условий частиц на входе в дефлектор и угла отклонения в дефлекторе. Для иллюстрации на рис. 20 показаны крайние траектории, определяющие границы пучка по радиусу, при различных углах отклонения в дефлекторе. Во всех трех случаях в качестве начальных условий для программы 603 взяты данные, полученные в результате расчета заброса частиц в дефлектор по программе 401. Траектории движения рассчитывались для 30 частиц с различными начальными амплитудами и фазами бетатронных радиальных колебаний. Из рисунка видно, насколько сильно выходные характеристики пучка в горизонтальной плоскости зависят от угла поворота. Это утверждение справедливо и для движения в вертикальной плоскости (рис. 18б).

На рис. 21 показано, как изменяются траектории частиц при изменении начальных условий по вертикали для угла отклонения $80'$ в дефлекторе с однородным полем. Рис. 21 (а) соответствует нулевому отклонению от средней плоскости, но различным начальным углам по вертикали: $0,4$ м рад (кривая 1) и $0,8$ м рад (кривая 2). Рис. 21 (б) соответствует нулевым начальным вертикальным углам и различным отклонениям от средней плоскости: 1 см (кривая 1) и 2 см (кривая 2). Видно, что имеет место перефокусировка пучка по вертикали, причем фокусы по углам и по отклонению находятся на разных азимутах. В результате, вертикальный размер пучка на выходе из ускорителя достигает значительной величины.

Из изложенного следует, что для достижения высокой эффективности вывода располножение магнита-дефлектора относительно центральной орбиты и угол отклонения в нем должны быть подобраны из соображений получения оптимальных оптических характеристик пучка на выходе из ускорителя.

На рис. 22 приведены гистограммы, показывающие распределение интенсивности выведенного пучка по радиусу на азимуте $1,57$ рад для трех различных случаев расположения края дефлектора: $R_0 = 20$ см (гистограмма "а"), $R_0 + 20$ (гистограмма "б"), и $R_0 - 40$ (гистограмма "в"). Для каждого случая угол отклонения в дефлекторе

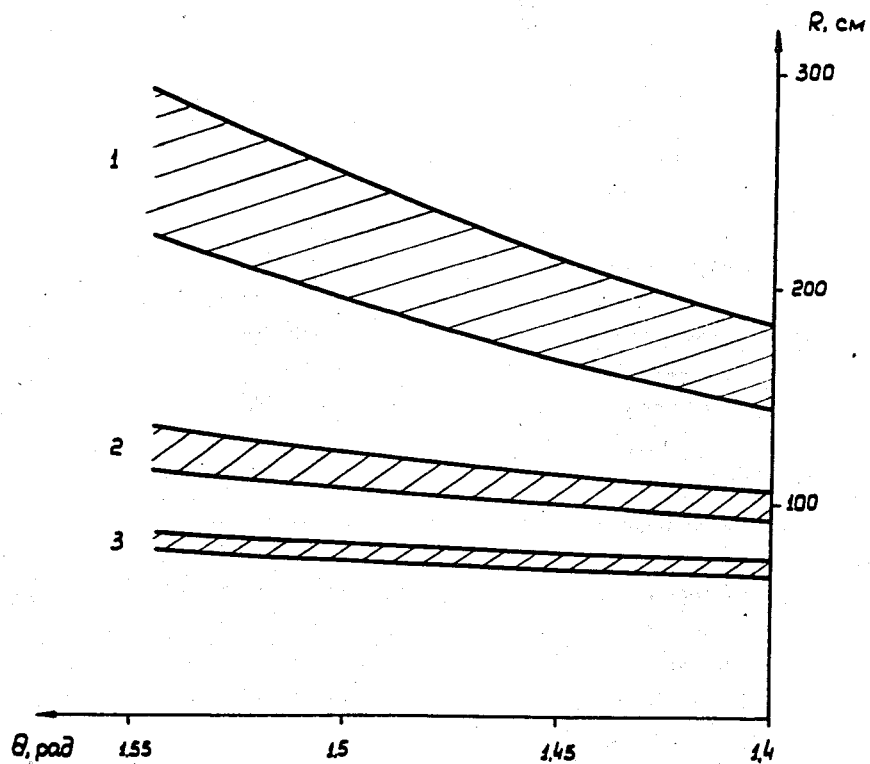


Рис. 20. Размеры пучка по горизонтали при движении в краевом поле ускорителя при различных углах отклонения в дефлекторе: 1 - угол 100'; 2 - 80' ; 3 - 60'.

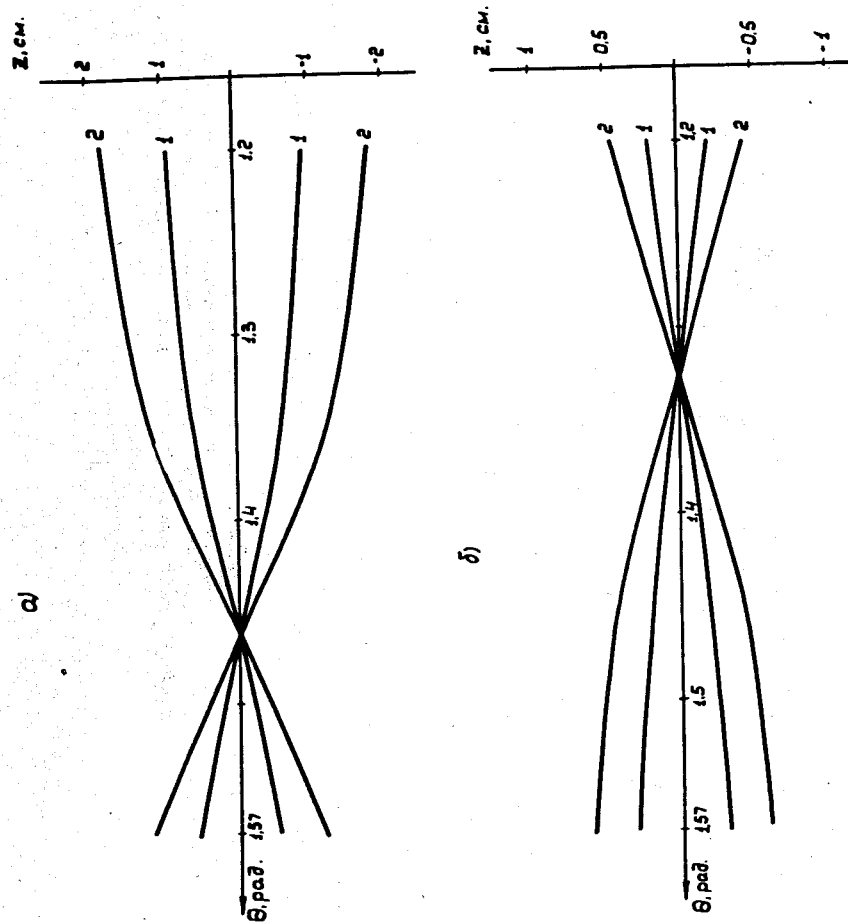


Рис. 21. Вертикальные проекции траекторий при угле отклонения в дефлекторе 80' для различных начальных условий.

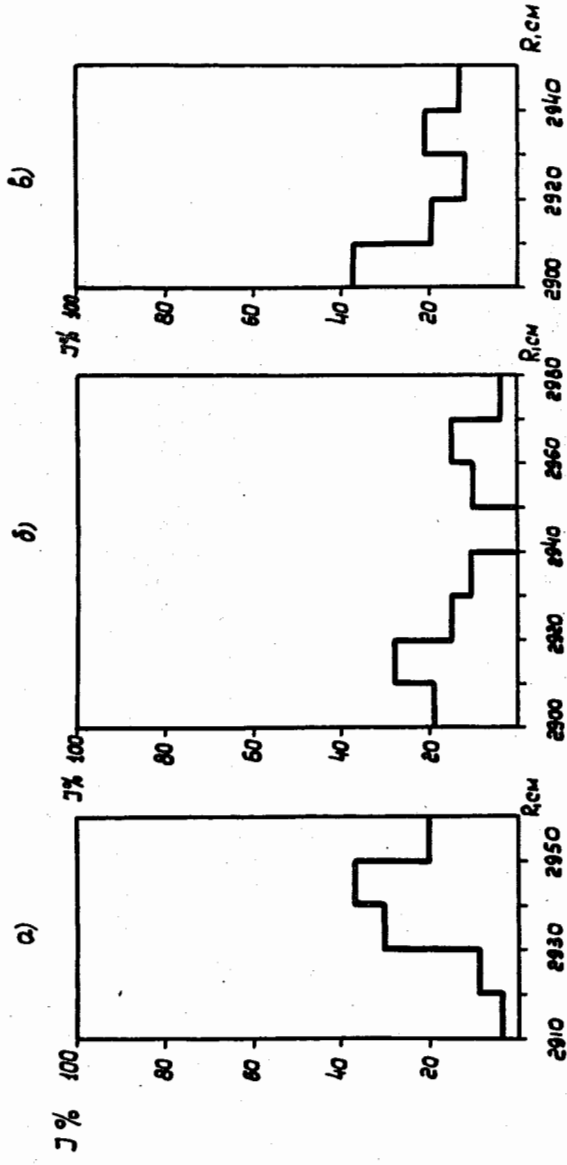


Рис. 22. Распределение интенсивности вывешенного пучка в горизонтальном направлении на выходе из ускорителя для различных положений дефлектора относительно центральной орбиты. По оси ординат дано количество частиц (в процентном отношении от общего числа сосчитанных случаев), попадающих в данный интервал по радиусу, равный 10 см.

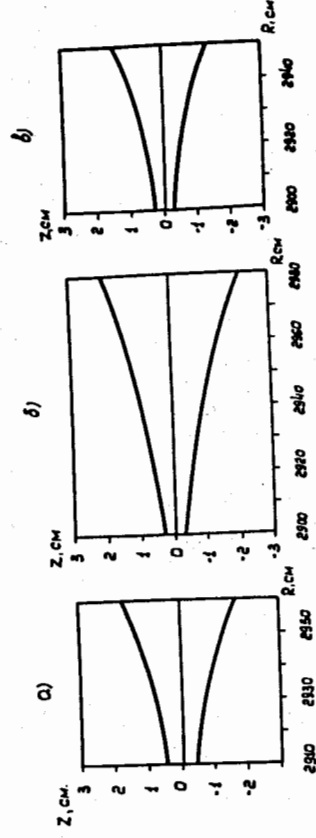


Рис. 23. Максимальные размеры пучка по вертикали на выходе из ускорителя для трех различных положений дефлектора относительно центральной орбиты.

Z, c

выбирался таким, чтобы выведенный пучок попадал в область пригодных направлений. В случае $R_0 + 20$ см угол отклонения составлял $-40'$, в случае $R_0 - 20$ см $-80'$, в случае $R_0 - 40$ см $-96'$. При построении гистограмм определялось число частиц, попадающих в данный интервал по радиусу. При этом учитывалось начальное распределение по амплитудам бетатронных радиальных колебаний (рис. 3). Из сопоставления гистограмм следует, что при расположении дефлектора на радиусе меньшем, чем центральный, размер пучка на выходе из ускорителя получается меньше. Это объясняется указанной выше зависимостью угла влета в дефлектор от глубины заброса. Наилучшая фокусировка наблюдается при расположении края дефлектора на $R_0 - 20$ см, где возрастание углов влета при увеличении глубины заброса выражено наиболее четко. При расположении дефлектора на $R_0 + 20$ см углы влета уменьшаются с увеличением глубины заброса. Это приводит к сильному увеличению горизонтальных размеров пучка.

На рис. 23 приведены максимальные вертикальные размеры пучка на выходе из ускорителя для указанных трех случаев. Вследствие сильной перефокусировки пучка на больших радиусах (см. рис. 18) его вертикальный размер возрастает по мере отклонения в сторону больших радиусов.

Как видно из приведенных результатов расчета, краевое поле синхрофазотрона в оптическом отношении подобно сильнофокусирующей линзе, свойства которой изменяются при изменении радиальной и вертикальной координат частицы. В силу этого при однородном поле в магните-дефлекторе размеры пучка на выходе из ускорителя очень велики. Велик также и разброс частиц по углам. В результате ухудшаются условия дальнейшей фокусировки частиц и снижается эффективность вывода. Выходные характеристики выведенного пучка можно значительно улучшить, если применить в магните-дефлекторе градиентную фокусировку.

§ 2. Градиентная фокусировка в магните-дефлекторе

Если в магните-дефлекторе создать конфигурацию поля, приводящую к сильной фокусировке пучка по радиусу и дефокусировке по вертикали, то в результате совместного действия этой системы и краевого поля синхрофазотрона можно сфокусировать пучок в обоих направлениях. Для изучения этого вопроса были проведены численные расчеты на электронно-счетной машине. Сильная фокусировка обеспечивалась за счет создания в дефлекторе градиента магнитного поля. В направлении радиуса дефлектора R знак градиента магнитного поля $\frac{\partial H}{\partial R}$ был выбран положительным с тем, чтобы получить показатель $\nu = -\frac{\partial H}{\partial R} \frac{R}{H} < 0$. Для простоты

будем считать магнит секторным, причем центральный радиус магнита является радиусом равновесной окружности для частиц с данным импульсом p . Отклонение от равновесной орбиты в горизонтальной плоскости описывается в линейном приближении уравнением (см., например, ^{18/}):

$$\frac{d^2 r}{d \theta^2} + (1 + |n|) r = 0, \quad (1)$$

где θ - азимутальная координата дефлектора.

Для частицы, влетающей в магнит на расстоянии r_1 от центральной орбиты под углом α_1 к ней, соответствующие значения этих величин на выходе из магнита определяются выражениями:

$$r_{\text{вых}} = r_1 \cos(\sqrt{1+|n|} \theta_0) + \frac{\alpha_1 \ell}{\theta_0 \sqrt{1+|n|}} \sin(\sqrt{1+|n|} \theta_0). \quad (2)$$

$$\alpha_{\text{вых}} = \alpha_1 \cos(\sqrt{1+|n|} \theta_0) - \frac{r_1 \theta_0}{\ell} \sqrt{1+|n|} \sin(\sqrt{1+|n|} \theta_0). \quad (3)$$

Здесь ввиду малости угла поворота θ_0 принято, что $\theta_0 = \frac{\ell}{R_0}$, где ℓ - длина магнита, а R_0 - радиус его равновесной орбиты.

Пусть магнит-дефлектор расположен в прямолинейном промежутке синхрофазотрона между секторами II и III на расстоянии L от сектора II (рис. 24), и его центр смещен на расстояние d от центральной оси прямолинейного промежутка. Величины входных значений r_1 и α_1 определяются условиями заброса частиц при резонансной раскачке радиальных колебаний: углом наклона траектории частицы γ_0 и отклонением от оси прямолинейного промежутка ρ_0 на азимуте, соответствующем концу сектора II (рис. 24). Для каждой частицы эти величины вычислялись по программе 401. На основании этих данных с учетом выражений (2) и (3) определялось отклонение от оси прямолинейного промежутка $\rho_{\text{вых}}$ и угол между траекторией частицы и этой осью $\gamma_{\text{вых}}$ на выходе дефлектора:

$$\rho_{\text{вых}} = d - (d - \rho_0 - \gamma_0 L) \cos(\sqrt{1+|n|} \theta_0) + \frac{\ell}{\sqrt{1+|n|}} \left(\frac{\gamma_0}{\theta_0} + \frac{1}{2} \right) \sin(\sqrt{1+|n|} \theta_0). \quad (4)$$

$$\gamma_{\text{вых}} = \frac{\sqrt{1+|n|} \theta_0}{\ell} (d - \rho_0 - \gamma_0 L) \sin(\sqrt{1+|n|} \theta_0) + (\gamma_0 + \theta_0/2) \cos(\sqrt{1+|n|} \theta_0) + \theta_0/2. \quad (5)$$

В формулах (4) и (5) знаки ρ_0 и d берутся положительными, если эти величины отсчитываются в направлении радиусов, больших, чем центральный радиус синхрофазо-

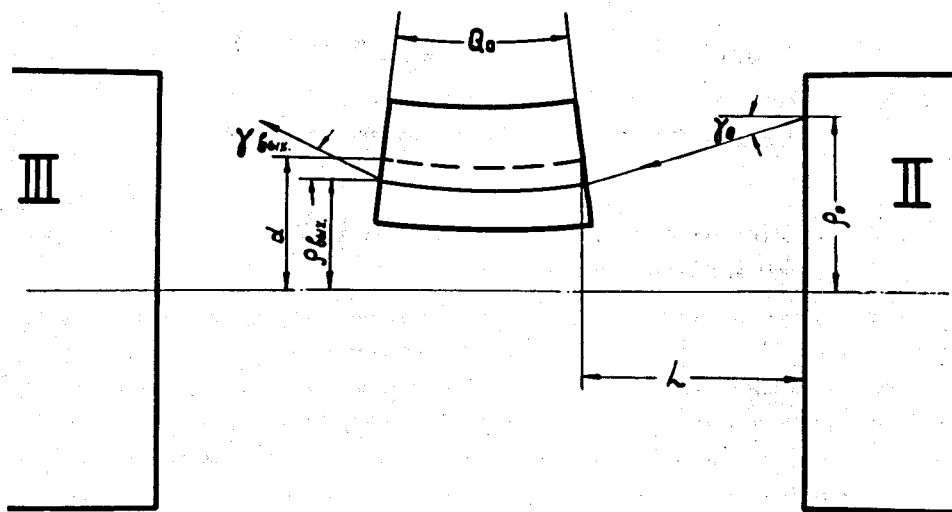


Рис. 24. Схема расположения магнита-дефлектора в прямолинейном промежутке между секторами II и III .

трона, знак γ_0 считается положительным, если траектория частицы на азимуте конца сектора II направлена к наружной стенке вакуумной камеры.

Движение частиц в магните-дефлекторе по вертикали описывается в линейном приближении уравнением:

$$\frac{d^2 z}{d \theta^2} - |n| z = 0 . \quad (6)$$

Если частица влетает в магнит на расстоянии z_1 от средней плоскости магнита и под углом β_1 к ней, то соответствующие выходные данные вычислялись по формулам:

$$z_{\text{вых}} = z_1 \operatorname{ch}(\sqrt{|n|} \theta_0) + \frac{\beta_1 \ell}{\theta_0 \sqrt{|n|}} \operatorname{sh}(\sqrt{|n|} \theta_0) \quad (7)$$

$$\beta_{\text{вых}} = \frac{z_1 \theta_0 \sqrt{|n|}}{\ell} \operatorname{sh}(\sqrt{|n|} \theta_0) + \beta_1 \operatorname{ch}(\sqrt{|n|} \theta_0) . \quad (8)$$

Эти величины могут быть выражены через начальные условия z_0, β_0 на азимуте, соответствующем концу сектора II :

$$z_{\text{вых}} = (z_0 + L \beta_0) \operatorname{ch}(\sqrt{|n|} \theta_0) + \frac{\beta_0 \ell}{\theta_0 \sqrt{|n|}} \operatorname{sh}(\sqrt{|n|} \theta_0) \quad (9)$$

$$\beta_{\text{вых}} = \frac{\theta_0 \sqrt{|n|} (z_0 + L \beta_0)}{\ell} \operatorname{sh}(\sqrt{|n|} \theta_0) + \beta_0 \operatorname{ch}(\sqrt{|n|} \theta_0) . \quad (10)$$

При выводе этих формул предполагалось, что средняя плоскость дефлектора совпадает с вертикальной координатой центра пучка на выходе сектора II .

Данные, полученные по формулам (4), (5), (9), (10), вводились в программу 803, по которой производился расчет траекторий движения в краевом поле от дефлектора до выхода из ускорителя. Таким образом, используя описанную схему расчета, можно вычислить траекторию движения частицы, начиная с момента возбуждения резонанса до выхода ее из ускорителя.

Расчеты были проведены для 30 значений начальных амплитуд и фаз радиальных и вертикальных бетатронных колебаний. Величина n в дефлекторе подбиралась такой, чтобы на выходе из ускорителя получить наименьший размер пучка (ΔR) в направлении радиуса. Для примера на рис. 25 показано, как изменяются размеры пучка ΔR и Δz при изменении n в дефлекторе, край которого расположен на $R_0 - 20$ см, а центр совпадает с центром прямолинейного промежутка. Угол поворота в дефлекторе

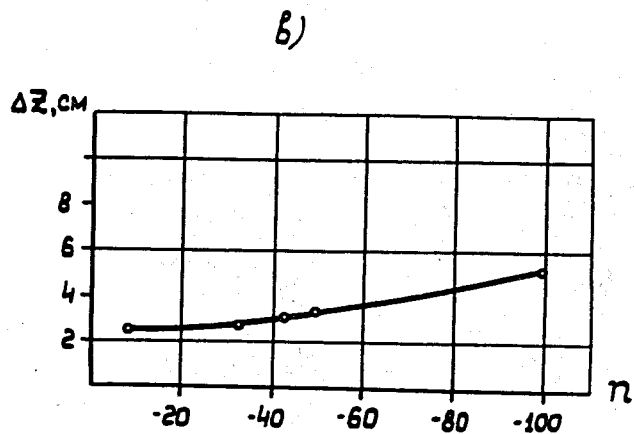
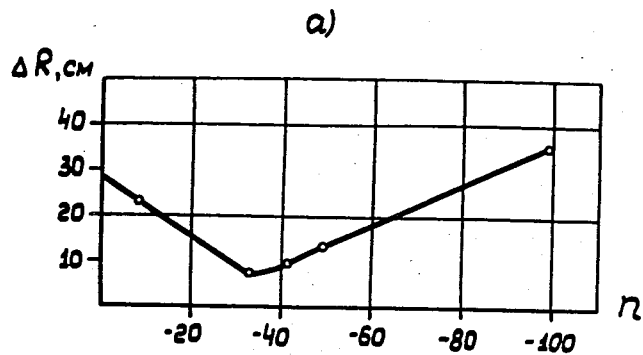


Рис. 25. Изменение размеров выведенного пучка по горизонтали (а) и по вертикали (б) в зависимости от величины π в магните-дефлекторе.

составлял $84'$. Величины ΔR и Δz вычислены по крайним траекториям ядра пучка. Из сопоставления рис. 25 с рис. 22, полученным для случая однородного поля в дефлекторе, следует, что подбором π в дефлекторе удается значительно сократить размеры пучка в горизонтальном направлении, при этом вертикальный размер пучка также достаточно мал.

На рис. 26 показана зависимость полного радиального размера выведенного пучка в горизонтальном направлении от угла поворота в дефлекторе при расположении его

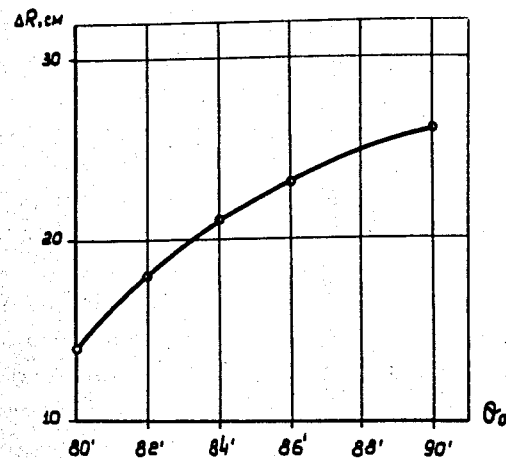


Рис. 26. Зависимость радиальных размеров выведенного пучка от угла поворота в дефлекторе. Для каждого угла поворота подобрано оптимальное значение π .

края на $R_0 = -20$ см. Для каждого угла поворота подбиралось оптимальное значение π в дефлекторе. Видно, что при увеличении угла поворота размер пучка увеличивается. Это связано с тем, что при больших отклонениях пучок попадает в область, где фокусирующие свойства поля резко изменяются в направлении радиуса. Поэтому подбором π в дефлекторе не удастся сфокусировать пучок. Наоборот, при малых углах отклонения пучок движется в области краевого поля, где условия по радиусу более однородны. В этом случае величина π в дефлекторе может быть подобрана таким образом, чтобы в совокупности с краевым полем система обеспечивала оптимальную фокусировку пучка на выходе из ускорителя.

§ 3. Выбор направления вывода и места расположения дефлектора.

Характеристики выведенного пучка

При выборе направления транспортировки пучка после вывода его из ускорителя необходимо учитывать множество факторов. Главным из них является получение оптических характеристик пучка, благоприятных для его дальнейшей фокусировки. Как было показано в предыдущем параграфе, размеры пучка в горизонтальном и вертикальном направлениях, а также угловая расходимость сильно возрастают при увеличении угла отклонения в дефлекторе. С этой точки зрения угол отклонения в дефлекторе нужно выбирать таким, чтобы пучок выходил из ускорителя под возможно меньшим углом к оси прямолинейного промежутка. С другой стороны, при уменьшении угла выхода пучок проходит близко к наружной стенке прямолинейного промежутка. С практической точки зрения это неудобно, так как возникают трудности с размещением элементов ионно-оптической системы, и, кроме того, трудно отклонить выведенный пучок так, чтобы он не задел стойку сектора IV. Для иллюстрации на рис. 27 показан план выводного прямолинейного участка и нанесены траектории оси пучка при различных углах отклонения в дефлекторе, край которого расположен на $R_0 + 20$ см. При угле отклонения $46'$ (линия 3) удастся обойти боковую стойку магнита, однако характеристики пучка настолько ухудшаются, что трудно избежать потери частиц при дальнейшей транспортировке. При угле отклонения $40'$ (линия 1) картина обратная: условия для фокусировки оптимальны, но для вывода пучка из здания необходимо делать канал в боковой стойке магнита синхрофазотрона. Наиболее приемлемым является направление при угле отклонения $43'$ (линия 2). В этом случае оптические характеристики пучка остаются достаточно хорошими, а боковую стойку сектора IV можно миновать, если на выходе из ускорителя расположить магнит M_2 , отклоняющий пучок на 5° . Чтобы вывести пучок по этому направлению при расположении края дефлектора на радиусах $R_0 - 20$ см и $R_0 - 40$ см угол отклонения должен составить соответственно $84'$ и $96'$.

Теперь рассмотрим вопрос о наиболее целесообразном расположении магнита-дефлектора относительно центральной орбиты. Как отмечалось выше, в случае $R_0 - 40$ см заброс частиц в зазор дефлектора по радиусу превышает 20 см. С другой стороны, в этом случае оптимальный угол отклонения получается наибольшим. В силу этого приходится увеличивать как размеры зазора дефлектора, так и его длину, что приводит к значительному увеличению веса магнита. Таким образом, вариант размещения дефлектора на $R_0 - 40$ см является нецелесообразным и в дальнейшем рассматриваться не будет.

Выше было показано, что при расположении края дефлектора на $R_0 + 20$ см

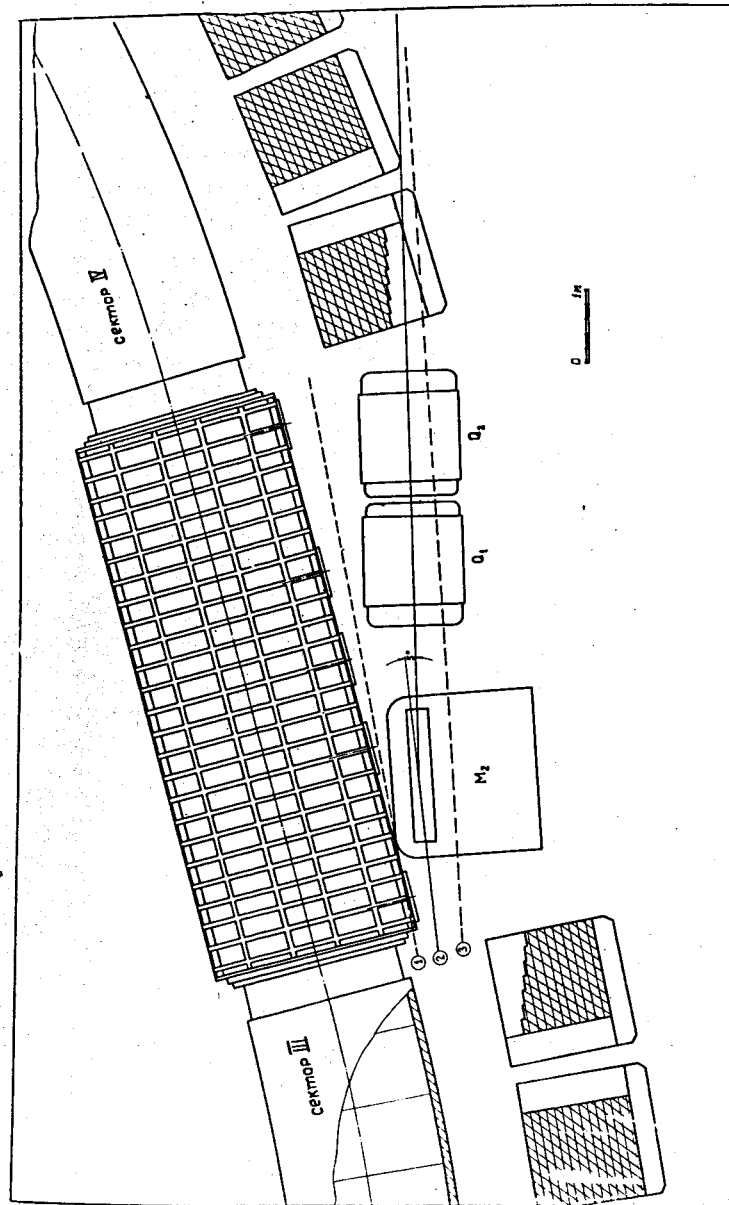


Рис. 27. План расположения элементов системы транспортировки пучка в районе выводного промежутка. M_2 - отклоняющий магнит, Q_1 и Q_2 - квадрупольные линзы. Линия 1 соответствует траектории оси пучка при угле отклонения в дефлекторе $40'$; линия 2 - $43'$, линия 3 - $46'$.

картина заброса пучка в его зазор получается более предпочтительной, чем в случае $R_0 - 20$ см (рис. 14). Однако указывалось также, что в случае $R_0 + 20$ см характер зависимости углов влета в зазор от глубины заброса не благоприятствует дальнейшей фокусировке пучка. Поэтому для того, чтобы отдать предпочтение одному из вариантов, в обоих случаях был исследован вопрос о фокусировке отклоненного пучка при движении в краевом поле ускорителя. С этой целью были проведены расчеты траекторий по программе, описанной в предыдущем параграфе, для различных амплитуд и фаз бетатронных радиальных и вертикальных колебаний. В случае $R_0 + 20$ см минимальные размеры пучка на выходе из ускорителя были получены для угла отклонения $43'$ при $\alpha = -150$. В случае $R_0 - 20$ см оптимальная величина показателя поля при угле отклонения $84'$ оказалась равной $\alpha = -32,5$. Результаты расчета распределения частиц на выходе ускорителя в направлении радиуса, выполненные для 60 начальных условий, представлены на рис. 28 в виде гистограмм. Гистограммы построены с учетом начального распределения по амплитудам бетатронных радиальных колебаний (рис. 3). Видно, что в обоих случаях более 90% частиц попадают в интервал шириной 15 см, а ядро пучка, содержащее 75% частиц, составляет около 7 см. На рис. 29 (а) и 30 (а) соответственно для случаев $R_0 + 20$ см и $R_0 - 20$ см результаты этих расчетов представлены на фазовой плоскости X и X' . Здесь X - отклонение от оси пучка в горизонтальной плоскости, а X' - производная по координате S в направлении движения. Подобные диаграммы для вертикальной плоскости, построенные по результатам расчета для 45 начальных условий в случаях $R_0 + 20$ см и $R_0 - 20$ см, показаны соответственно на рис. 29 (в) и 30 (в), где Z - отклонение от средней плоскости в вертикальном направлении.

Для характеристики оптических свойств выведенного пучка совокупность точек на фазовых плоскостях X , X' и Z, Z' можно заключить внутрь некоторой геометрической фигуры, например, эллипса:

$$a \zeta^2 + 2c \zeta \zeta' + b \zeta'^2 = \epsilon. \quad (11)$$

Здесь ζ обозначает либо координату X , либо координату Z . Воспользуемся статистическим построением эллипса, предполагая нормальное распределение начальных точек /18,20/. Тогда коэффициенты, характеризующие начальный эллипс, определялись как:

$$a_0 = \frac{S_2}{S_1 \sqrt{1 - r_k^2}}; \quad (12)$$

$$b_0 = \frac{S_1}{S_2 \sqrt{1 - r_k^2}};$$

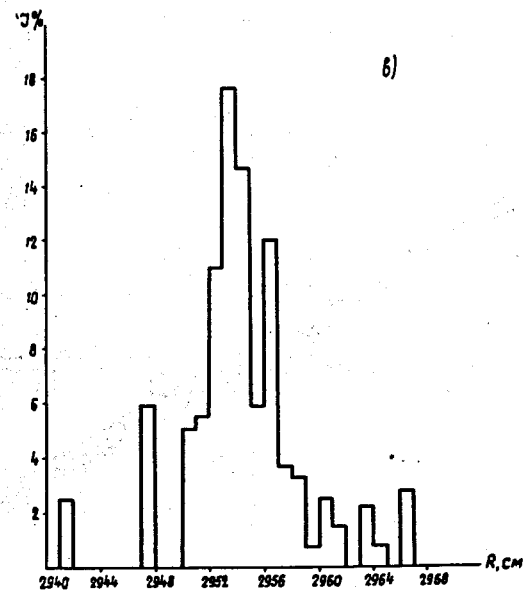
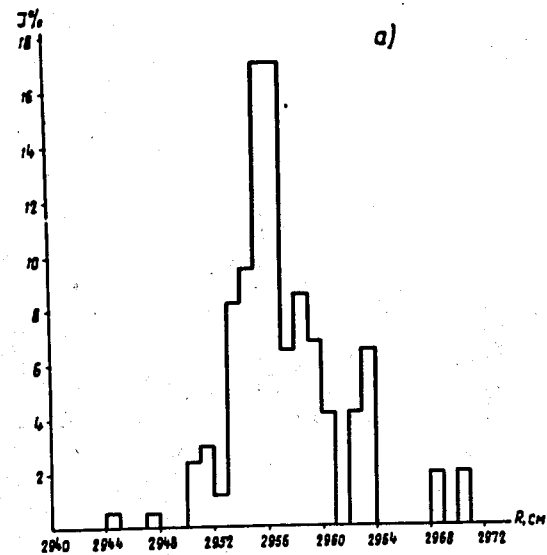


Рис. 28. Распределение интенсивности в направлении радиуса на выходе из ускорителя. График (а) соответствует расположению дефлектора на $R_0 + 20$ см, углу отклонения $43'$, $\alpha = -150$, график (в) $R_0 - 20$ см, углу отклонения $84'$ и $\alpha = -32,5$.

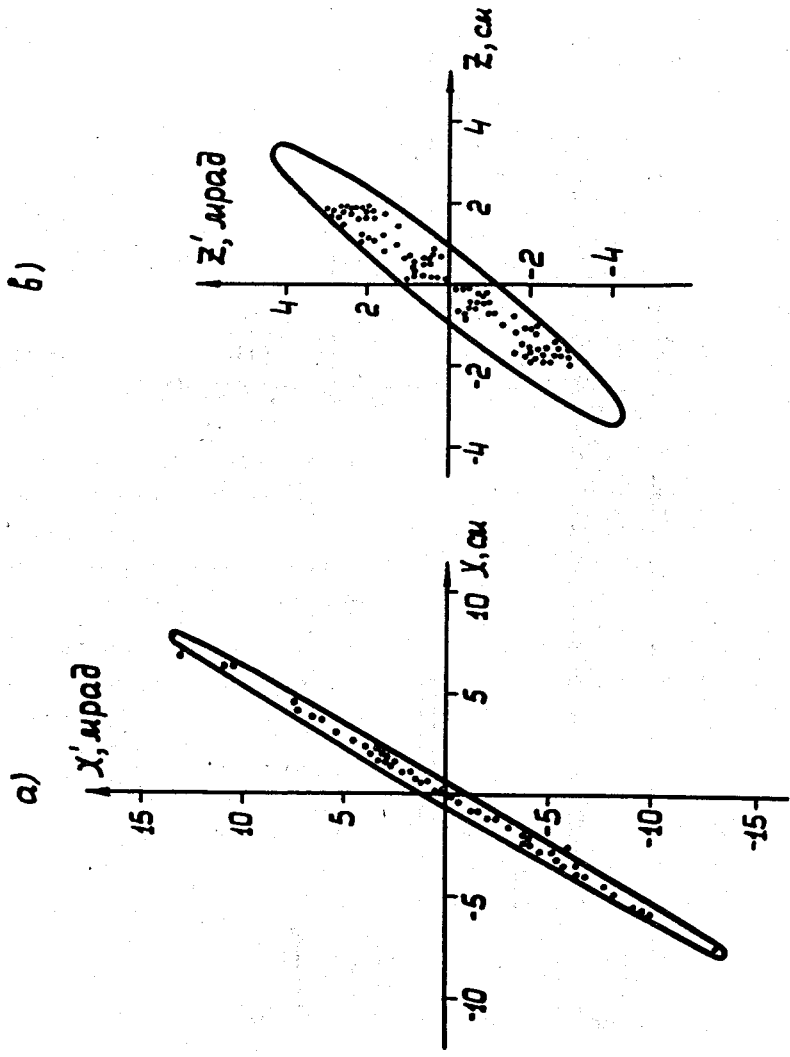


Рис. 29. Выходные характеристики пучка на азимуте $1,57$ рад в горизонтальной (а) и вертикальной плоскости (б) при расположении магнита на $R_0 + 20$ см.

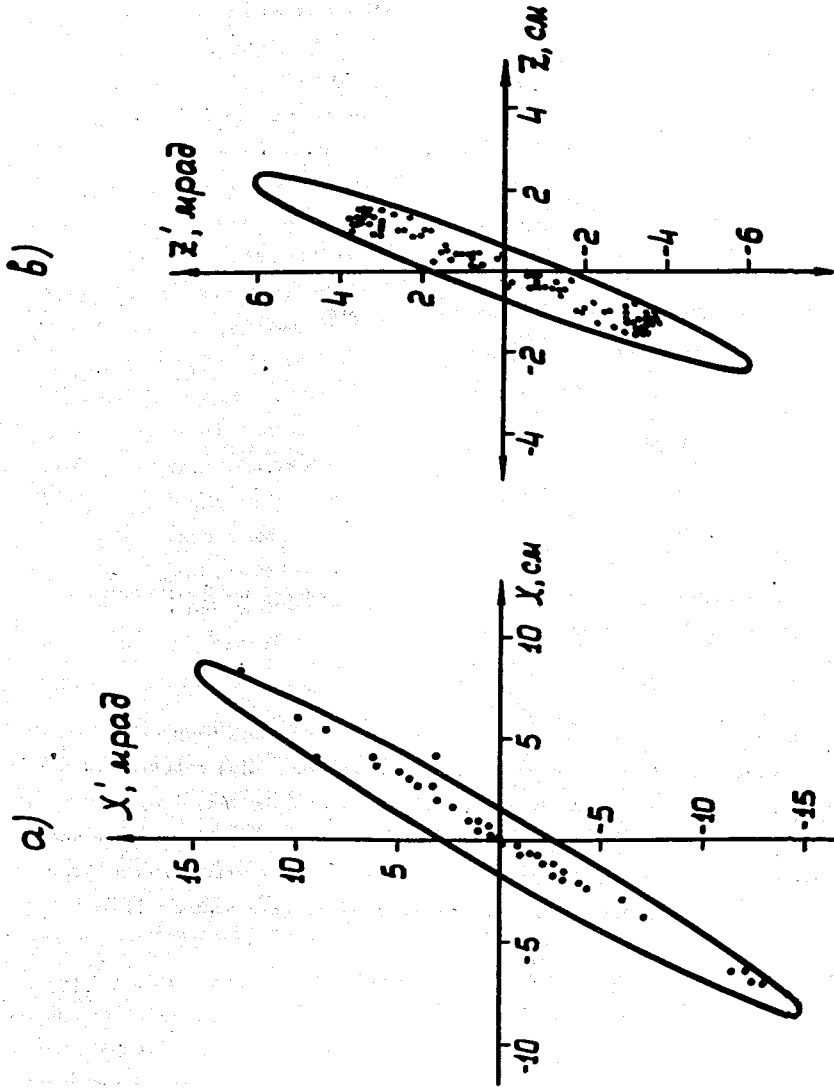


Рис. 30. Выходные характеристики пучка на азимуте $1,57$ рад в горизонтальной (а) и в вертикальной плоскости (б) при расположении магнита на $R_0 - 20$ см.

$$c_0 = -\frac{r}{1-r_k^2};$$

где дисперсии S_1 и S_2 и коэффициент корреляции r_k выражаются через величины ζ и ζ' :

$$\begin{aligned} S_1^2 &= \frac{\sum_m \zeta^2}{m-1}; \\ S_2^2 &= \frac{\sum_m \zeta'^2}{m-1}; \\ r_k &= \frac{\sum_m \zeta \zeta'}{S_1 S_2 (m-1)}. \end{aligned} \quad (13)$$

Если в (11) на коэффициенты эллипса наложить условие,

$$ab - c^2 = 1, \quad (14)$$

то значение ϵ в правой части (11) будет равно:

$$\epsilon = \frac{F}{\pi}, \quad (15)$$

где F - площадь эллипса.

Эта величина хорошо характеризует качество пучка для дальнейшей фокусировки и называется эмитансом. При выполнении (14)

$$\epsilon = k S_1 S_2 \sqrt{1-r^2}, \quad (16)$$

где k - постоянная, определенная из условия, что внутри площади, очерченной эллипсом, сосредоточено определенное количество начальных точек. Для вероятности нахождения внутри эллипса 95% точек будем иметь $k = 6$ (см. таблицу 4 приложения в 19). По величине определенных на основании (12) и (16) коэффициентов эллипса можно вычислить максимальный размер пучка ζ_{\max} и его максимальную угловую расходимость ζ'_{\max} . Легко показать, что при соблюдении условия (14):

$$\zeta_{\max} = \sqrt{\epsilon b}; \quad (17)$$

$$\zeta'_{\max} = \sqrt{\epsilon a}.$$

На рис. 29 и 30 показаны эллипсы, характеризующие оптические свойства пучка в горизонтальной и вертикальной плоскости для двух случаев расположения края дефлектора: на R_0+20 и R_0-20 см^x). В обоих случаях величина α в дефлекторе соответствует оптимальным условиям фокусировки. Из рисунков следует, что отклоненный пучок на выходе из ускорителя является расходящимся как в горизонтальной, так и в вертикальной плоскости ($c < 0$). Для случая R_0+20 см горизонтальный эмитанс пучка составляет 66 мм мрад, вертикальный - 32 мм мрад. Для случая R_0-20 см эти величины составляют соответственно 225 мм мрад и 33 мм мрад. Это означает, что при расположении дефлектора на R_0+20 см удается получить лучшие условия для дальнейшей фокусировки пучка. Необходимый угол отклонения в этом случае составляет 43', в то время как в случае R_0-20 см он составляет 84'. С одной стороны, это позволяет при R_0+20 см почти вдвое сократить длину, а следовательно, и вес магнита-дефлектора. С другой стороны, поскольку при R_0+20 см угол отклонения значительно меньше, а характер зависимости угла влета от глубины заброса не благоприятствует фокусировке в радиальном направлении (см. рис. 8), оптимальная величина α в магните получается гораздо большей, чем в случае R_0-20 см. В связи с этим возникает опасность увеличения влияния нелинейных эффектов при больших значениях α . Однако, как будет показано в главе IV, влияние нелинейных эффектов может быть скомпенсировано соответствующим подбором конфигурации магнитного поля в дефлекторе. Таким образом, расположение дефлектора на радиусе R_0+20 см оказывается более предпочтительным. Поэтому в дальнейших расчетах в качестве рабочего варианта будет принят вариант расположения края зазора дефлектора на R_0+20 см.

При изучении заброса частиц в дефлектор отмечалось, что имеет место зависимость угла влета от номера оборота, на котором частица попадает в зазор. При этом на различной глубине заброса эта зависимость приблизительно одинакова (рис. 10). Можно ожидать, что, сделав в магните-дефлекторе изменяющееся во времени поле, удастся получить дополнительное улучшение фокусировки пучка в горизонтальном направлении. Для изучения этого вопроса были произведены расчеты по описанной выше программе, но поле в дефлекторе задавалось убывающим во времени со скоростью, соответствующей скорости изменения угла.

На рис. 31 показана гистограмма распределения интенсивности по радиусу на выходе из ускорителя при расположении края дефлектора на R_0+20 см и уменьшении угла поворота в нем со скоростью $0,5 \cdot 10^{-5}$ радиан за оборот, что соответствует

^x) При построении эллипсов, соответствующих горизонтальному движению (рис. 29а и 30а), не было учтено около 10% точек, составляющих ореол пучка.

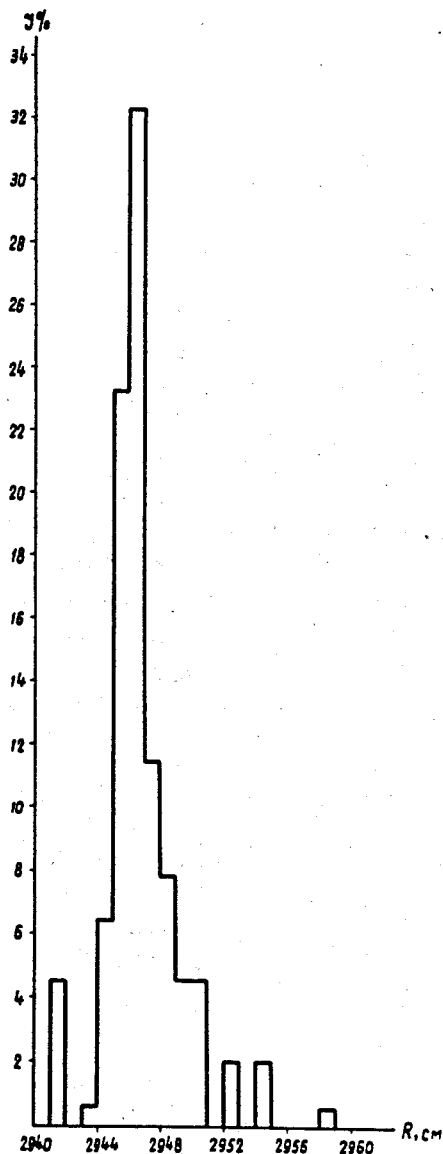


Рис. 31. Распределение интенсивности по радиусу на выходе ускорителя для случая, когда край дефлектора расположен на $R_0 + 20$ см, начальный угол отклонения в дефлекторе $-43'$, величина α подобрана оптимальной, а угол отклонения в дефлекторе убывает со скоростью $0,005$ мрад/оборот.

измерению поля $2,95$ эрстед за оборот. Из сопоставления этой гистограммы с гистограммой рис. 28 (а) видно, что при уменьшении во времени магнитного поля в дефлекторе оптические характеристики пучка в горизонтальной плоскости на выходе из ускорителя улучшаются. Ядро пучка становится более резко выраженным и содержит в 7 см около 80% частиц.

§ 4. Дисперсия, обусловленная разбросом частиц по энергиям

Расчеты, выполненные в предыдущих параграфах, проведены в предположении, что пучок моноэнергетичен. В действительности, из-за радиально-фазовых колебаний частицы, ускоренные до конечной энергии в синхрофазотроне ОИЯИ, имеют разброс по энергиям $\pm 2,8$ Мэв^{18/}. Сравнительно большая величина энергетического разброса обусловлена действием резонанса между фазовыми колебаниями и гармоникой магнитного поля с частотой 1200 гц. В последнее время были проведены работы, позволившие значительно уменьшить амплитуду радиально-фазовых колебаний в конце ускорения (например, ^{21/}). Этого удалось достичь за счет быстрого прохождения резонанса посредством уменьшения амплитуды ускоряющего напряжения и с помощью системы, подавляющей колебания фазирующей точки в течение цикла ускорения. В результате, разброс частиц по энергиям сократился до величины, составляющей $\sim \pm 1$ Мэв.

Поскольку пучок после отклонения в дефлекторе проходит область краевого поля протяженностью около 50 м, даже столь малый разброс по энергиям ($0,01\%$) вызывает дисперсию на выходе из ускорителя. Для определения величины дисперсии были произведены расчеты по программе 603. Положение края зазора дефлектора задавалось равным $R_0 + 20$ см, величина показателя поля в дефлекторе была взята оптимальной $\alpha = -150$, угол отклонения составлял $43'$. Величина дисперсии по углам и отклонениям определялась на азимуте $1,57$ радиан, соответствующем выходу из ускорителя, для траектории центра отклоненного пучка и для двух крайних траекторий, ограничивающих пучок с внутренней и наружной сторон. Расчеты показали, что разброс частиц по энергиям, составляющий ± 1 Мэв, приводит к дополнительному увеличению радиального размера пучка на выходе ускорителя на $\pm 1,5$ см, а разброс частиц по углам в горизонтальной плоскости дополнительно возрастает, приблизительно, на 20% . Таким образом, влияние немоноэнергетичности пучка на выходе ускорителя становится ощутимым, поэтому при расчете системы транспортировки пучка дисперсию по углам и отклонениям необходимо учитывать.

§ 5. Пересечение выведенного пучка со стенкой вакуумной камеры

Как было показано выше, для того чтобы выведенный пучок вышел по направлению, пригодному для дальнейшей транспортировки, он должен пересечь боковую стенку вакуумной камеры под малым углом. Апертура выходного отверстия не должна ограничивать выведенный пучок. С другой стороны, она не может быть очень велика, так как это приведет к существенной переделке вакуумной камеры ускорителя. Совершенно очевидно, что выбор оптимальных размеров выходного отверстия связан с выбором фокусирующих характеристик магнита-дефлектора и угла отклонения в нем. Как было установлено выше, при расположении края дефлектора на $R_0 + 20$ см оптимальные условия для фокусировки пучка на выходе ускорителя получаются при угле отклонения $43'$ и $\mu = -150$. Для определения оптимальных размеров выходного отверстия были проведены расчеты траекторий движения частиц в районе пересечения со стенкой камеры. Вычисления также производились по программе 603. Для 30 начальных условий были вычислены азимутальная и вертикальная координаты пересечения с внутренней ($R = 2902,5$ см) и с наружной ($R = 2912,5$ см) стенкой вакуумной камеры. Из результатов расчета следует, что центр выходного отверстия должен быть расположен на азимуте $1,374$ радиан. Размеры выходного отверстия должны составлять ~ 300 см по азимуту и ~ 3 см по вертикали. При этом выходное отверстие не будет ограничивать пучок и эффективность вывода не будет уменьшена. С технической точки зрения выполнение такого отверстия вполне приемлемо и не вызывает существенного изменения конструкции вакуумной камеры.

Г Л А В А III

ТРАНСПОРТИРОВКА ВЫВЕДЕННОГО ПУЧКА

§ 1. Первая ступень ионно-оптической системы

Общий вид предполагаемой системы транспортировки пучка показан на рис. 32. Она должна выполнять следующие функции. Первая ступень системы, состоящая из поворотного магнита M_2 и дублета квадрупольных линз Q_1 и Q_2 , должна осуществлять отклонение выведенного пучка на угол $\sim 5^\circ$ и его фокусировку с тем, чтобы первое стигматическое изображение получить за границей IV квадранта в точке F_1 . Здесь может быть размещена первая экспериментальная площадка. Вторая ступень системы служит для отклонения пучка и передачи изображения в измерительный павильон. Такая система транспортировки может обеспечить одновременную работу на

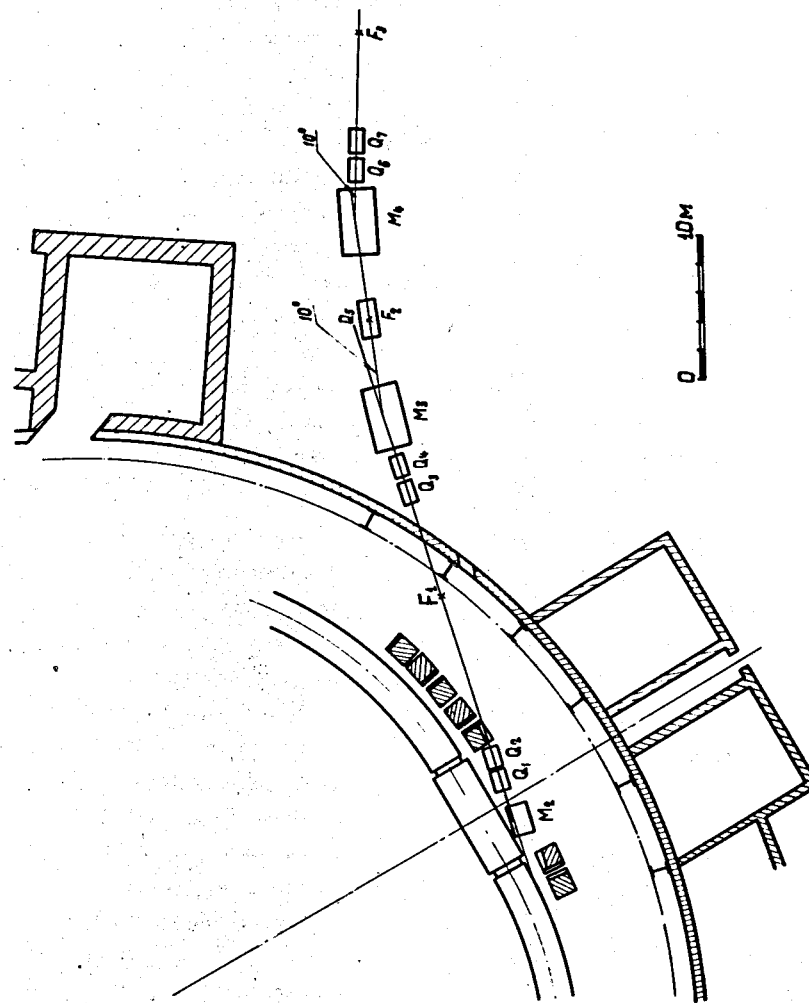


Рис. 32. Общий вид системы транспортировки пучка.

обеих экспериментальных площадках. Для этого в месте изображения должна быть помещена мишень, на которой генерируются пучки частиц, используемые на первой экспериментальной площадке. После прохождения мишени пучок протонов с помощью второй ступени системы фокусируется в точку F_3 , находящуюся в измерительном павильоне.

В этом параграфе описан расчет первой ступени системы транспортировки. В ней предполагается использовать стандартные квадрупольные линзы с апертурой 20 см. Как было показано в главе II (рис. 29), выведенный пучок на выходе из ускорителя является расходящимся как в горизонтальной, так и в вертикальной плоскости. Используя формулы (12, 16, 17), можно установить, что на выходе из ускорителя горизонтальный размер пучка составляет 18 см, и угловая расходимость 14 мрад; соответственно, по вертикали 6 см и 4,5 мрад. Эти результаты являются завышенными, так как оба эллипса построены без учета распределения частиц по амплитудам свободных колебаний. На самом деле, как указывалось выше, ядро пучка, содержащее 75% частиц, имеет размер по горизонтали около 7 см. Однако для того чтобы обеспечить некоторый запас и избежать обрезания краев пучка при его дальнейшей транспортировке, при расчете ионно-оптической системы мы будем исходить из этих характеристик. Не будет также приниматься во внимание возможное улучшение оптических характеристик пучка путем создания убывающего во времени магнитного поля в дефлекторе.

Положение мнимого источника в горизонтальной плоскости, определенное из характеристик пучка на выходе, находится на расстоянии 5,8 м от азимута 1,57 радиан, размер мнимого источника составляет 2 мм. Соответственно вертикальный мнимый источник расположен на 6,5 м и имеет размер 8 мм. Таким образом, положения горизонтального и вертикального мнимых источников не совпадают. Параметры элементов ионно-оптической системы, магнита M_2 и линз Q_1 и Q_2 , выбирались так, чтобы получить стигматичное изображение F_1 за пределами IV квадранта. Практически отклоняющий магнит M_2 не может быть помещен ближе, чем на расстоянии 1,4 м от азимута 1,57 рад. Поэтому, для того чтобы избежать ограничения пучка апертурой магнита и линз, в магните M_2 предусмотрена градиентная фокусировка. Поскольку выведенный пучок в горизонтальной плоскости расходится значительно сильнее, чем в вертикальной, знак показателя μ был выбран отрицательным. Для того, чтобы в дальнейшем пучок прошел без потерь через линзу Q_1 с апертурой 20 см, последняя может быть расположена не далее, чем на 1,4 м от выхода магнита. Из этих же соображений линза Q_1 была взята в горизонтальной плоскости дефокусирующей, в вертикальной - фокусирующей. Линза Q_2 , наоборот, фокусировала в горизонтальной плоскости и дефокусировала по вертикали. Расстояние между линзами взято 0,5 м.

Расчет системы производился путем графо-аналитического решения уравнений движения методом, подобным описанному в работе /22/. При заданной величине μ в магните M_2 производился подбор градиентов в линзах Q_1 и Q_2 , при которых стигматичное изображение получалось на заданном расстоянии от выхода линзы Q_2 . В качестве примера на рис. 33 приведены результаты расчета параметров системы, обеспечивающих получение стигматичного изображения на расстоянии 11 м от линзы Q_2 .

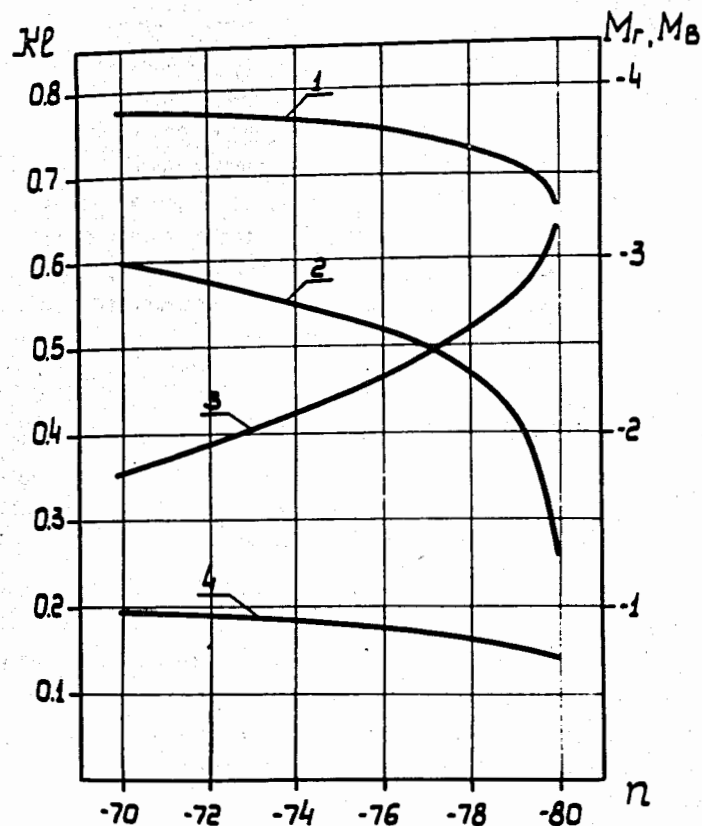


Рис. 33. Графики зависимости параметров первой ступени системы транспортировки, обеспечивающей получение стигматичного изображения на расстоянии 11 м от линзы Q_2 . Кривые 1 и 2 позволяют выбрать соответственно силу линз Q_1 и Q_2 , для того чтобы получить нужный коэффициент увеличения по горизонтали (кривая 3) и вертикали (кривая 4).

По оси абсцисс дана величина α в поворотном магните. Кривыми 1 и 2 показаны величины силы линз Q_1 и Q_2 , соответствующие данной величине α . Сила линз характеризуется произведением Kl , где l - эффективная длина линзы, а $K = \sqrt{\frac{eG}{pc}}$, G - градиент линзы, e - заряд протона, p - импульс, c - скорость света. На рис. 33 показаны также коэффициенты линейного увеличения в горизонтальной и вертикальной плоскости для всей системы, состоящей из магнита M_2 и линз Q_1 и Q_2 .

Укажем на некоторые особенности рассчитанной ионно-оптической системы. Сила линз Q_1 и Q_2 может быть выбрана тем меньше, чем больше величина показателя магнитного поля α в магните M_2 и чем больше расстояние, на котором требуется получить стигматичное изображение. Коэффициент линейного увеличения системы в горизонтальном направлении (M_R) при заданном расстоянии до изображения резко уменьшается при уменьшении α в магните M_2 . В то же время, коэффициент линейного увеличения в вертикальной плоскости (M_V) слабо зависит от величины α в магните M_2 . Эта тенденция в поведении коэффициентов линейного увеличения проявляется тем сильнее, чем больше расстояние от линзы Q_2 до стигматичного изображения.

Отмеченные свойства первой ступени ионно-оптической системы были использованы при расчете системы транспортировки в целом.

§ 2. Вторая ступень системы транспортировки

Для того чтобы осуществить транспортировку выведенного пучка в измерительный павильон и сфокусировать пучок в точке F_3 , где предполагается поместить разводящий магнит, суммарный угол поворота во второй ступени ионно-оптической системы должен составлять $\sim 20^\circ$ (рис. 32). Как уже упоминалось, в точке F_1 может быть помещена мишень. Первичный пучок, пройдя мишень, может получить дополнительный разброс по углам и энергии. Чтобы исключить связанное с этим размытие изображения в точке F_3 , вторая ступень ионно-оптической системы должна осуществлять фокусировку по углам в вертикальном и горизонтальном направлениях, а также компенсировать дисперсию в поворотном магните, связанную с разбросом частиц по энергиям. Такая ахроматическая система с двойной фокусировкой предложена в работе ^{/23/}. Для наших целей более удобным является несколько видоизмененный вариант этой системы, запроектированный для транспортировки выведенного пучка на бэватроне ^{/8/}. В нем функции поворота и фокусировки разделены. Расположение элементов второй ступени ионно-оптической системы показано на рис. 32.

Отклонение выведенного пучка в измерительный павильон осуществляется с помощью магнитов M_3 и M_4 , в каждом из которых угол отклонения составляет $\sim 10^\circ$. Для частиц с заданным значением импульса с помощью дублета квадрупольных линз Q_3 и Q_4 стигматичное изображение источника F_1 передается в точку F_2 . Затем с помощью второго дублета линз Q_6 и Q_7 изображение передается в точку F_3 .

Частицы с различными значениями импульса, имеющие одинаковые начальные условия на входе в магнит M_3 , после прохождения магнита будут иметь дисперсию по углам и отклонениям в горизонтальной плоскости. Чтобы это не привело к размытию изображения в F_3 , в дальнейшей системе дисперсия должна быть скомпенсирована. Влияние энергетического разброса исключается с помощью линзы Q_5 , фокусирующей в горизонтальной плоскости. Эта линза должна быть расположена в месте изображения F_2 . В этом случае она оказывает минимальное влияние на движение частиц с расчетным значением импульса в горизонтальной и в вертикальной плоскости, так как пучок проходит вблизи ее оптической оси.

Рассмотрим подробнее принцип действия такой ионно-оптической системы. При рассмотрении используется матричный метод (см., например, ^{/24/}). Расчет проведен в трехмерном пространстве $(x, x', \frac{\Delta p}{p})$, где x - отклонение от оси пучка, x' - производная по направлению движения, а Δp - отклонение от расчетного значения импульса p . Будем считать систему симметричной относительно точки F_2 . Обозначим матрицы преобразования от точки F_1 до входа в поворотный магнит M_3 в горизонтальном и вертикальном направлениях через Q и N соответственно, тогда:

$$Q = \begin{bmatrix} q_{11} & q_{12} & 0 \\ q_{21} & q_{22} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}, \quad N = \begin{bmatrix} n_{11} & n_{12} & 0 \\ n_{21} & n_{22} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}, \quad (18)$$

где q_{ik} и n_{ik} - элементы матриц преобразования второго порядка, включающие матрицу преобразования в свободном пространстве от F_1 до дублета линз Q_3, Q_4 и матрицу преобразования этого дублета.

Магнит M_3 предполагается сделать прямоугольным. Для того, чтобы полнее использовать ширину его зазора, входной и выходной край магнита целесообразно расположить под равными углами к оси пучка. Матрица преобразования такого магнита в радиальном направлении имеет вид:

$$M_R = \begin{bmatrix} 1 & R \sin \theta & R(1 - \cos \theta) \\ 0 & 1 & \sin \theta + (1 - \cos \theta) \operatorname{tg} \frac{\theta}{2} \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (19)$$

где R - радиус кривизны равновесной траектории, θ - угол поворота.

Чтобы сократить дальнейшие вычисления, несколько упростим выражение (19), учитывая, что в нашем случае $\theta \ll 1$.

$$M_R = \begin{bmatrix} 1 & R\theta & \frac{L\theta}{2} \\ 0 & 1 & \theta \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (20)$$

где L - длина магнита.

Отсюда видно, что прямоугольный магнит приводит лишь к дисперсии по импульсам, а его фокусирующим действием в радиальном направлении можно пренебречь. В этом же приближении матрица преобразования в вертикальной плоскости имеет вид:

$$M_z = \begin{bmatrix} 1 & R\theta & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (21)$$

При этом пренебрегаем фокусирующим действием краев магнита, ввиду малости этого эффекта.

Обозначим матрицы преобразования от выхода из магнита до точки симметрии F_2 через P и U для радиального и вертикального движений соответственно:

$$P = \begin{bmatrix} p_{11} & p_{12} & 0 \\ p_{21} & p_{22} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \quad U = \begin{bmatrix} u_{11} & u_{12} & 0 \\ u_{21} & u_{22} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (22)$$

где p_{ik} и u_{ik} - элементы матриц второго порядка, включающих в себя матрицы для свободного пространства и для половины центральной линзы Q_5 .

Используя соотношения (18) - (22), обычным путем легко получить матрицы преобразования для первой половины системы от F_1 до F_2 :

$$B = PM_R Q = \begin{bmatrix} b_{11} & b_{12} & b_{13} \\ b_{21} & b_{22} & b_{23} \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} = \quad (23)$$

$$= \begin{bmatrix} p_{11}q_{11} + p_{11}q_{21}R\theta + p_{12}q_{21} & p_{11}q_{12} + p_{12}q_{22}R\theta + p_{12}q_{22} & p_{11}\frac{L\theta}{2} + p_{12}\theta \\ p_{21}q_{11} + p_{21}q_{21}R\theta + p_{22}q_{21} & p_{21}q_{12} + p_{21}q_{22}R\theta + p_{22}q_{22} & p_{21}\frac{L\theta}{2} + p_{22}\theta \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}$$

$$Z = UM_z N = \begin{bmatrix} z_{11} & z_{12} & z_{13} \\ z_{21} & z_{22} & z_{23} \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} = \quad (24)$$

$$= \begin{bmatrix} u_{11}n_{11} + u_{11}n_{21}R\theta + u_{12}n_{21} & u_{11}n_{12} + u_{11}n_{22}R\theta + u_{12}n_{22} & 0 \\ u_{21}n_{11} + u_{21}n_{21}R\theta + u_{22}n_{21} & u_{21}n_{12} + u_{21}n_{22}R\theta + u_{22}n_{22} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}$$

Вторая половина системы от точки F_2 до точки F_3 является зеркальным отображением первой. Ее матрицу преобразования B_1 в горизонтальной плоскости, следуя ²⁴, можно выразить через B :

$$B_1 = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \quad B^{-1} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (25)$$

Тогда матрица преобразования в горизонтальной плоскости для всей системы выразится:

$$A = B_1 B = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \quad B^{-1} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} B \quad (26)$$

Или, произведя указанные действия и используя свойство матрицы $B : b_{11} b_{22} - b_{12} b_{21} =$ получим /25/:

$$A = \begin{bmatrix} 2b_{11} b_{22} - 1 & 2b_{12} b_{22} & 2b_{12} b_{23} \\ 2b_{11} b_{21} & 2b_{11} b_{22} - 1 & 2b_{11} b_{23} \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (27)$$

Полагая в (27)

$$b_{23} = 0 \quad \text{и} \quad b_{12} = 0, \quad (28)$$

получим:

$$A = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 2b_{11} b_{21} & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 2 \frac{p_{11}(p_{21} q_{11} + p_{21} q_{21} R\theta)}{q_{11}} & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (29)$$

Это означает, что при соблюдении условий (28) система передает изображение из точки F_1 в точку F_3 , не изменяя его размера в горизонтальном направлении. Кроме того, размер изображения в F_3 не зависит от разброса по углам и импульсам, полученного в F_1 .

Аналогично можно показать, что при условии

$$z_{12} = 0 \quad (30)$$

размер изображения по вертикали в F_3 равен размеру в F_1 и не зависит от углового раствора в F_1 .

Таким образом, искомая система может быть получена при соблюдении условий (28) и (30).

В соответствии с (23) и (24) они могут быть записаны:

$$p_{11} q_{12} + p_{11} q_{22} R\theta + p_{12} q_{22} = 0 \quad (31)$$

$$u_{11} n_{12} + u_{11} n_{22} R\theta + u_{12} n_{22} = 0$$

$$p_{21} \frac{L}{2} + p_{22} = 0$$

Первые два условия означают, что параметры дублета $Q_3 Q_4$ должны быть подобраны таким образом, чтобы получить в F_2 изображение точки F_1 в обеих плоскостях. Параметры линзы Q_5 должны удовлетворять третьему условию, при котором для частиц, имеющих на входе в систему нулевые начальные условия, но некоторый разброс по импульсам $\frac{\Delta p}{p}$, точка перегиба горизонтальных проекций траекторий (см. (23)) совпадает с плоскостью симметрии.

Таким образом, расчет второй ступени транспортировки сводится в основном к расчету дублета линз Q_3 и Q_4 и выбору параметров линзы Q_5 . На рис. 34 показано, как должна изменяться сила линз Q_3 и Q_4 при изменении расстояния T от выхода линзы Q_4 до изображения F_2 . Расстояние от точки F_1 до линзы Q_3

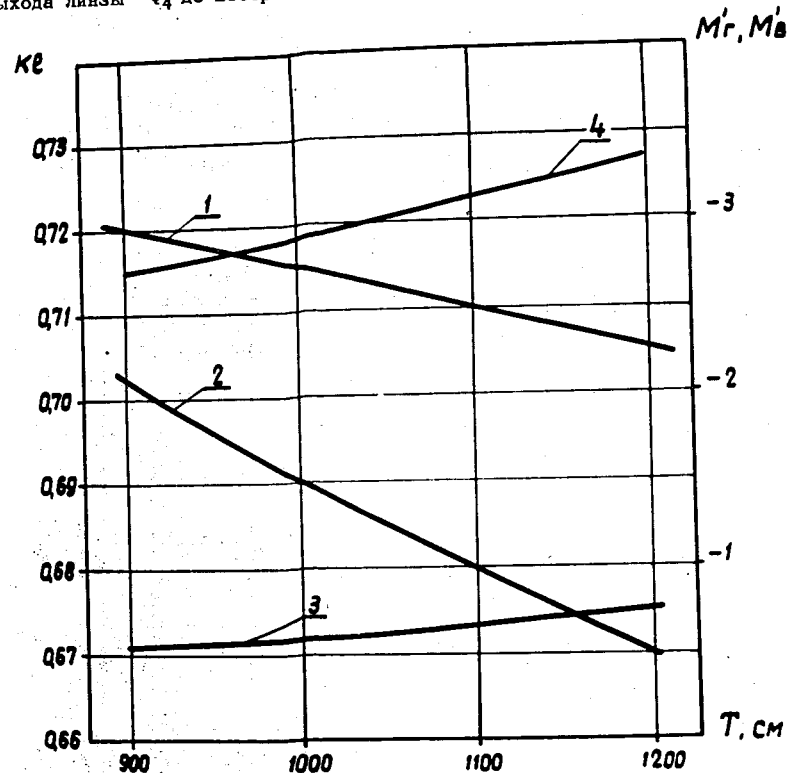


Рис. 34. Зависимость силы линз Q_3 (кривая 1) и Q_4 (кривая 2) от расстояния T между выходом Q_4 и точкой F_2 . Кривая 3 показывает изменение коэффициента линейного увеличения дублета $Q_3 Q_4$ в вертикальной плоскости (M'_B), кривая 4 - в горизонтальной плоскости (M'_r)

взято равным 7 м. При этом диаметр апертуры линз Q_3 и Q_4 не будет превышать 20 см. Кривые рассчитаны с учетом действия краев магнита M_3 , однако, поправки, обусловленные этим эффектом, составляют весьма малую величину. На этом же графике показаны зависимости коэффициентов линейного увеличения в горизонтальной (кривая 4) и в вертикальной плоскостях (кривая 3). Как видно, оба коэффициента возрастают с увеличением расстояния T . Для того чтобы в F_2 размер пучка был достаточно мал, расстояние T не должно быть велико. Но, с другой стороны, при уменьшении расстояния T возрастает сила линзы Q_5 . На рис. 35 показано, как изменяется сила Q_5 , определяемая условием (31) при изменении расстояния T ^{х)}. Линза Q_5 будет тем меньше нарушать условия фокусировки пучка по горизонтали и вертикали, чем меньше ее сила, поэтому расстояние T не должно быть малым. Чтобы удовлетворить этим противоречивыми требованиям и получить размеры изображения в F_2 , приемлемые для дальнейшей фокусировки, в нашем случае расстояние T было выбрано равным 12 м. Выбор параметров дублета линз Q_6 и Q_7 производился из условия передачи изображения из F_2 в F_3 . При этом было учтено действие линзы Q_5 .

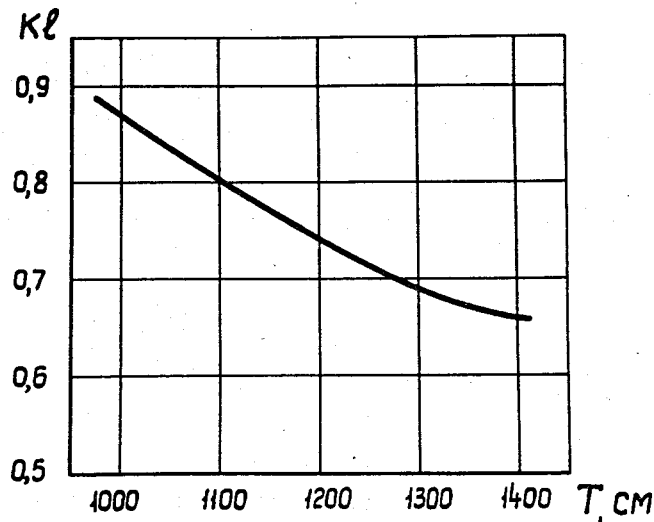


Рис. 35. Зависимость силы линзы Q_5 от расстояния T .

х) График построен для случая, когда длина магнита M_3 равна 4 м, а расстояние от выхода линзы Q_4 до входа в магнит M_3 составляет 2 м.

Параметры рассчитанной таким образом системы приведены в таблице 1, а основные расстояния, характеризующие систему, указаны на рис. 36.

Т а б л и ц а 1

Обозначение элементов системы	Kl	n	H, гс см	Размеры пучка, см	
				Горизонтальная плоскость	Вертикальная плоскость
Q_1	0,715			12,4	11,4
Q_2	0,425			11	9
Q_3	0,705			7	8,4
Q_4	0,671			4	12
Q_5	0,740			5	1,8
Q_6	0,671			6	16
Q_7	0,705			10	9,7
M_2		-78	$3,08 \cdot 10^6$	23	6,8
M_3		0	$6,8 \cdot 10^6$	12,6	11
M_4		0	$6,8 \cdot 10^6$	13,2	12,6

На этом же рисунке показан ход крайних траекторий через элементы ионно-оптической системы в горизонтальной (а) и в вертикальной (в) плоскостях. Из рисунка можно определить величину максимальных апертур элементов системы, обеспечивающих транспортировку пучка без потерь. Максимальные размеры пучка в месте расположения элементов ионно-оптической системы указаны в таблице 1. Размеры и максимальная угловая расходимость пучка в точках F_1 ; F_2 ; F_3 сведены в таблицу 2.

Т а б л и ц а 2

Обозначение точки	F_1	F_2	F_3	
Горизонтальная плоскость	размер, см	0,3	1	0,3
	угловая расходимость мрад	9,4	3,5	12,4
Вертикальная плоскость	размер, см	0,55	0,4	0,55
	угловая расходимость мрад	7,5	11,1	9,8

Расчеты ионно-оптической системы в предыдущих параграфах были произведены в линейном приближении. Однако при расчете движения в отклоняющих магнитах M_1 и M_2 с градиентной фокусировкой при больших величинах n в них линейное рассмотрение может привести к значительным погрешностям. В этом параграфе будет произведен расчет нелинейных эффектов с учетом величин второго порядка. Следуя [26], выразим компоненты поля в произвольной точке с координатами (R_0+r, z) через величину поля $H(R_0, 0)$ на равновесной орбите с радиусом R_0 , а также величины:

$$n = - \frac{R_0}{H_0(R_0, 0)} \left(\frac{\partial H_z}{\partial R} \right) \Big|_{\substack{R=R_0 \\ z=0}} \quad (32)$$

$$n_1 = \frac{R_0^2}{H_0(R_0, 0)} \left(\frac{\partial^2 H_z}{\partial R^2} \right) \Big|_{\substack{R=R_0 \\ z=0}} \quad (33)$$

Тогда

$$\begin{aligned} H_z(R_0+r, z) &= H_0(R_0, 0) \left[1 - n x + \frac{1}{2}(n_1 x^2 + n y^2 - n_1 y^2) \right] \\ H_R(R_0+r, z) &= H_0(R_0, 0) \left[-n y + n_1 x y \right], \end{aligned} \quad (34)$$

где $x = \frac{r}{R_0} \ll 1$, $y = \frac{z}{R_0} \ll 1$.

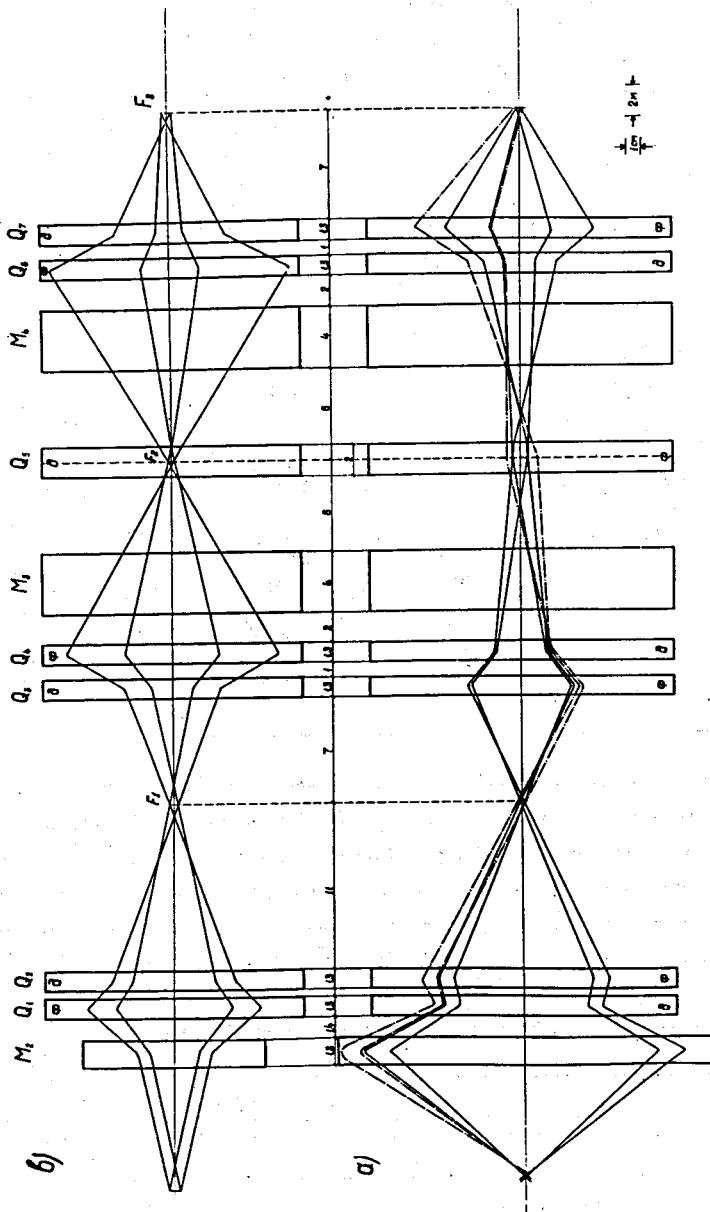
Уравнения движения в отклоняющем магните с учетом величин второго порядка запишутся:

$$\begin{aligned} x'' + (1-n)x &= (2n-1-\frac{n_1}{2})x^2 + \frac{1}{2}(x'^2 - y'^2) + \frac{1}{2}(n_1 - n)y^2, \\ y'' + n y &= (n_1 - 2n)xy + y'x' \end{aligned} \quad (35)$$

Производные в уравнении (35) взяты по угловой координате θ . Решая уравнения (35) в первом приближении, получим выражения для отклонений от оси пучка и углов наклона к оси на выходе магнита через соответствующие значения на входе.

В горизонтальной плоскости:

Рис. 36. Ход крайних траекторий через элементы ионно-оптической системы: а - в горизонтальной плоскости, в - в вертикальной. Пунктирные траектории соответствуют частицам, импульсы которых больше расчетного на величину 1 Мэв/с.



$$\begin{aligned}
x_{\text{вых}} &= [x_1 \cos \sqrt{1+|n|} \theta_0 + a_1 \frac{\sin \sqrt{1+|n|} \theta_0}{\sqrt{1+|n|}}] + \\
&+ \frac{1}{12(1+|n|)} [-3(3|n|+n_1+1) + 2(2|n|+n_1) \cos \sqrt{1+|n|} \theta_0 + \\
&+ (5|n|+3+n_1) \cos 2\sqrt{1+|n|} \theta_0] x_1^2 + \\
&+ \frac{1}{12(1+|n|)^2} [-3(3|n|+1-n_1) + 2(7|n|+3+2n_1) \cos \sqrt{1+|n|} \theta_0 - \\
&- (5|n|+n_1+3) \cos 2\sqrt{1+|n|} \theta_0] a_1^2 + \\
&+ \frac{1}{6(1+|n|)^{3/2}} [-2(2|n|+n_1) \sin \sqrt{1+|n|} \theta_0 + (5|n|+n_1+3) \sin 2\sqrt{1+|n|} \theta_0] x_1 a_1 + \\
&+ \frac{1}{4(1+|n|)(1+5|n|)} [(1+5|n|)(n_1+2|n|) - 2n_1(1+3|n|) \cos \sqrt{1+|n|} \theta_0 - \\
&- 2|n|(1+5|n|) \cos \sqrt{1+|n|} \theta_0 + n_1(1+|n|) \operatorname{ch} 2\sqrt{|n|} \theta_0] y_1^2 + \\
&+ \frac{1}{2(1+|n|)} [-\frac{n_1+2|n|}{2|n|} + \frac{5|n|+2n_1+1}{1+5|n|} \cos \sqrt{1+|n|} \theta_0 + \\
&+ \frac{n_1(1+|n|)}{2|n|(1+5|n|)} \operatorname{ch} 2\sqrt{|n|} \theta_0] \beta_1^2 + \\
&+ \frac{n_1}{2(1+5|n|)} [\frac{\operatorname{sh} 2\sqrt{|n|} \theta_0}{\sqrt{|n|}} - \frac{2 \sin \sqrt{1+|n|} \theta_0}{\sqrt{1+|n|}}] y_1 \beta_1
\end{aligned} \tag{38}$$

Здесь α и β - соответственно углы отклонения от оси пучка в горизонтальной и вертикальной плоскости. Индексом i обозначены величины углов и отклонений на входе в магнит. В этих же обозначениях:

$$\begin{aligned}
a_{\text{вых}} &= [a_1 \cos \sqrt{1+|n|} \theta_0 - x_1 \sqrt{1+|n|} \sin \sqrt{1+|n|} \theta_0] - \\
&- \frac{\sin \sqrt{1+|n|} \theta_0}{6\sqrt{1+|n|}} (1+2 \cos \sqrt{1+|n|} \theta_0) (n_1+2|n|) x_1^2 - \\
&- \frac{\sin \sqrt{1+|n|} \theta_0}{6(1+|n|)^{3/2}} [2n_1(1-\cos \sqrt{1+|n|} \theta_0) + |n|(7-4 \cos \sqrt{1+|n|} \theta_0) + 3] a_1^2 - \\
&- \frac{\cos \sqrt{1+|n|} \theta_0 - \cos 2\sqrt{|n|} \theta_0}{3(1+|n|)} (n_1+2|n|) x_1 a_1 + \\
&+ \frac{1}{2(1+5|n|)} [n_1(\frac{1+3|n|}{\sqrt{1+|n|}} \sin \sqrt{1+|n|} \theta_0 + \sqrt{|n|} \operatorname{sh} 2\sqrt{|n|} \theta_0) + \\
&+ \frac{|n|}{\sqrt{1+|n|}} (1+5|n|) \sin \sqrt{1+|n|} \theta_0] y_1^2 + \\
&+ \frac{1}{2(1+5|n|)} [n_1(\frac{\operatorname{sh} 2\sqrt{|n|} \theta_0}{\sqrt{|n|}} - \frac{2 \sin \sqrt{1+|n|} \theta_0}{\sqrt{1+|n|}}) - \frac{1+5|n|}{\sqrt{1+|n|}} \sin \sqrt{1+|n|} \theta_0] \beta_1^2 + \\
&+ \frac{\operatorname{ch} 2\sqrt{|n|} \theta_0 - \cos \sqrt{1+|n|} \theta_0}{1+5|n|} n_1 y_1 \beta_1.
\end{aligned} \tag{37}$$

В вертикальной плоскости:

$$\begin{aligned}
y_{\text{вых}} &= [y_1 \operatorname{ch} [\sqrt{|n|} \theta_0 + \beta_1 \frac{\operatorname{sh} \sqrt{|n|} \theta_0}{\sqrt{|n|}}] + \\
&+ \frac{1}{1+5|n|} [n_1(1-\cos \sqrt{1+|n|} \theta_0) \operatorname{ch} \sqrt{|n|} \theta_0 + (2n_1+1+5|n|) \frac{\sqrt{|n|}}{\sqrt{1+|n|}} \sin (\sqrt{|n|} \theta_0) \operatorname{sh} \sqrt{|n|} \theta_0] x_1 y_1 +
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& + \frac{1}{(1+|n|)(1+5|n|)} [(2n_1 + 1 + 5|n|) \times 1 - \cos\sqrt{1+|n|}\theta_0] \operatorname{ch}\sqrt{|n|}\theta_0 n \frac{1+|n|}{\sqrt{1+|n|}\sqrt{|n|}} \sin(\sqrt{1+|n|}\theta_0) \times \\
& \quad \times \operatorname{sh}\sqrt{|n|}\theta_0 \} \alpha_1 \beta_1 + \\
& + \frac{1}{1+5|n|} \left[\frac{2n_1 + 1 + 5|n|}{\sqrt{1+|n|}} \sin(\sqrt{1+|n|}\theta_0) \operatorname{ch}\sqrt{|n|}\theta_0 - n_1 (1 + \cos\sqrt{1+|n|}\theta_0) \frac{\operatorname{sh}\sqrt{|n|}\theta_0}{\sqrt{|n|}} \right] x_1 \beta_1 + \\
& \quad (38)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& + \frac{1}{(1+|n|)(1+5|n|)} \left\{ \left[\frac{n_1(1+3|n|) + |n|(1+5|n|)}{\sqrt{|n|}} - (2n_1 + 1 + 5|n|) \sqrt{|n|} \cos\sqrt{1+|n|}\theta_0 \right] \operatorname{sh}\sqrt{|n|}\theta_0 \right. \\
& \quad \left. - n_1(1+|n|) \frac{\sin\sqrt{1+|n|}\theta_0 \operatorname{ch}\sqrt{|n|}\theta_0}{\sqrt{1+|n|}} \right\} \alpha_1 y_1
\end{aligned}$$

$$\beta_{\text{вых}} = [y_1 \sqrt{|n|} \operatorname{sh}\sqrt{|n|}\theta_0 + \beta_1 \operatorname{ch}\sqrt{|n|}\theta_0] +$$

$$+ \frac{1}{(1+|n|)(1+5|n|)} \{ n_1 [(1+3|n|)\sqrt{1+|n|} \sin(\sqrt{1+|n|}\theta_0) \operatorname{ch}\sqrt{|n|}\theta_0 + (1+|n|) \times 1 + \cos\sqrt{1+|n|}\theta_0] \sqrt{|n|} \operatorname{sh}\sqrt{|n|}\theta_0 \}$$

$$+ |n|(1+5|n|) \sqrt{1+|n|} \sin(\sqrt{1+|n|}\theta_0) \operatorname{ch}\sqrt{|n|}\theta_0 \} x_1 y_1 +$$

$$+ \frac{1}{(1+|n|)(1+5|n|)} \{ n_1 (2|n| - 3|n| \cos\sqrt{1+|n|}\theta_0 - \cos\sqrt{1+|n|}\theta_0) \frac{\operatorname{sh}\sqrt{|n|}\theta_0}{\sqrt{|n|}} + \quad (39)$$

$$+ \sqrt{1+|n|} \sin(\sqrt{1+|n|}\theta_0) \operatorname{ch}\sqrt{|n|}\theta_0 + \sqrt{|n|} (1+5|n|) (1 - \cos\sqrt{1+|n|}\theta_0) \operatorname{sh}\sqrt{|n|}\theta_0 \} \alpha_1 \beta_1 +$$

$$+ \frac{1}{(1+|n|)(1+5|n|)} \{ n_1 [1+|n|] (\cos\sqrt{1+|n|}\theta_0 - 1) \operatorname{ch}\sqrt{|n|}\theta_0 + (1+3|n|) \sqrt{1+|n|} \sin\sqrt{1+|n|}\theta_0 \frac{\operatorname{sh}\sqrt{1+|n|}\theta_0}{\sqrt{|n|}} \} +$$

$$+ |n|(1+5|n|) \sqrt{1+|n|} \sin\sqrt{1+|n|}\theta_0 \frac{\operatorname{sh}\sqrt{|n|}\theta_0}{\sqrt{|n|}} \} x_1 \beta_1 +$$

$$+ \frac{1}{(1+|n|)(1+5|n|)} \{ n_1 [(1+3|n|) (1 - \cos\sqrt{1+|n|}\theta_0) \operatorname{ch}\sqrt{|n|}\theta_0 + \sqrt{1+|n|} \sqrt{|n|} \sin(\sqrt{1+|n|}\theta_0) \operatorname{sh}\sqrt{|n|}\theta_0] +$$

$$+ |n|(1+5|n|) (1 - \cos\sqrt{1+|n|}\theta_0) \operatorname{ch}\sqrt{|n|}\theta_0 \} \alpha_1 y_1 .$$

Сравнивая полученные выражения с формулами (2), (3), (7), (8), можно определить изменения в отклонениях и углах, связанные с учетом нелинейных членов. Расчеты, проведенные для выбранных выше величин n в магнитах M_1 и M_2 , показали, что нелинейные эффекты приводят к незначительным изменениям в величинах отклонений $x_{\text{вых}}$ и $y_{\text{вых}}$. В то же время поправки в углах $\alpha_{\text{вых}}$ и $\beta_{\text{вых}}$ весьма существенны. Так, например, для магнита M_1 в случае, когда $n = -150$ и не зависит от радиуса, при угле поворота $43'$ для максимальных начальных отклонений квадратичная поправка в угле $\alpha_{\text{вых}}$ на выходе из магнита составляет 2% от величины, определенной в линейном приближении, а квадратичная поправка в величине отклонения $x_{\text{вых}}$ составляет лишь 0,1%. В вертикальной плоскости для величины $y_{\text{вых}}$ и $\beta_{\text{вых}}$ эти поправки составляют соответственно 0,18 и 8,6% от линейных величин. Столь большая поправка в угле вылета приводит к тому, что при движении в краевом поле выведенный пучок получает дополнительную расходимость и его размеры на выходе ускорителя возрастают. Так, в приведенном выше примере дополнительное увеличение размера пучка на азимуте 1,57 радиана составляет 3 см. Поэтому при проектировании магнитов M_1 и M_2 мы будем стремиться скомпенсировать дополнительную расходимость, обусловленную нелинейными эффектами (см. гл. IV). Оценим теперь влияние дисперсии и хроматические aberrации в месте изображения F_1 , т.е. после первой ступени оптической системы. Расчет этих факторов проводился методом, развитым в работе ^{127/}. При выбранных выше параметрах первой ступени ионно-оптической системы искажения, вносимые в конечное изображение дисперсией, определяются выражениями

$$\frac{\Delta x}{x} = 384 \frac{\Delta p}{p}, \quad \frac{\Delta \alpha}{\alpha} = 25,2 \frac{\Delta p}{p}, \quad (40)$$

где Δx и $\Delta \alpha$ - добавка к размерам изображения и углу в точке F_1 .

Хроматические aberrации дают вклад, определяемый следующими формулами.

В горизонтальной плоскости:

$$\frac{\Delta x}{x} = 99,3 \frac{\Delta p}{p} + 440 \left(\frac{\Delta p}{p} \right)^2 \quad (41)$$

$$\frac{\Delta \alpha}{\alpha} = 6,2 \frac{\Delta p}{p} + 2,2 \left(\frac{\Delta p}{p} \right)^2 .$$

В вертикальной плоскости:

$$\frac{\Delta z}{z} = 37,6 \frac{\Delta p}{p} \quad (42)$$

$$\frac{\Delta \beta}{\beta} = 3,4 \frac{\Delta p}{p} .$$

Из этих выражений видно, что вклад в искажение, вносимый дисперсией, значительно превышает вклад, вносимый хроматическими aberrациями. При $\frac{\Delta r}{r} = 0,01\%$ (см. § 4 гл. II) последний составляет ~ 4%. Такое увеличение размеров изображения практически не внесет изменений во вторую ступень оптической системы.

Г Л А В А IV

ХАРАКТЕРИСТИКИ ЭЛЕМЕНТОВ СИСТЕМЫ ВЫВОДА

§ 1. Система возбуждения резонанса

В главе I было показано, что параметрический резонанс $\nu_x = 1/2$ в синхрофазотроне ОИЯИ может быть возбужден с помощью весьма простой системы, состоящей из двух пар проводников, помещенных внутри вакуумной камеры на верхнем и нижнем полюсах магнита в I и II квадрантах. Схема расположения проводников на каждом из полюсов магнита дана на рис. 2. Добавочная величина Δ_d создается с помощью проводников I и II, направление тока в которых одинаково. Проводники III и IV являются обратными и помещаются вне вакуумной камеры. Они не оказывают влияния на распределение показателя поля в рабочей области. С другой стороны, при таком включении проводников магнитный поток, возникающий при быстром нарастании тока в них, замыкается, в основном, через зазор магнита и практически не связан с основной обмоткой питания магнита. Это устраняет опасность возникновения в обмотке питания магнита больших наведенных напряжений.

Для создания резонансных условий ток в обмотке возбуждения должен составлять 350–400 а. Поэтому конструкция обмотки должна выдерживать динамические усилия, возникающие при взаимодействии импульса тока, подаваемого в обмотку, с магнитным полем ускорителя. Величина этих усилий составляет около 50 кг на погонный метр. Питание возбуждающей обмотки можно производить путем разрядки на нее батареи конденсаторов. Чтобы избежать трудностей, связанных с изоляцией обмотки внутри вакуумной камеры ускорителя, напряжение, до которого должна заряжаться батарея конденсаторов, целесообразно ограничить величиной до 10 кв. Такого напряжения достаточно, чтобы при суммарной индуктивности возбуждающей обмотки – 3 мГн обеспечить необходимое время нарастания возмущения, равное 300 мксек.

§ 2. Магнит-дефлектор

Магнит-дефлектор M_1 должен быть расположен в прямолинейном промежутке внутри вакуумной камеры синхрофазотрона между квадрантами II и III. Азимутальное положение магнита должно совпадать с центром прямолинейного промежутка, так как в этом месте рассеянное магнитное поле практически отсутствует в течение всего цикла ускорения. Как было показано выше, радиальное положение дефлектора целесообразно выбрать таким, чтобы в рабочем положении край его зазора был смещен на 20 см наружу от центральной орбиты. Поскольку пучок в период инжекции и в начале ускорения заполняет всю апертуру камеры, дефлектор в нерабочем положении должен помещаться вне этой апертуры. С другой стороны, как в рабочем, так и в нерабочем положении, дефлектор не должен возмущать циркулирующий пучок. Поэтому рассеянное поле на краю его зазора должно быть сведено к минимуму. Для этих целей может быть весьма эффективно использован с-образный магнит с обмоткой питания, помещенной по обе стороны от зазора $^{\text{28/}}$. Профиль такого магнита показан на рис. 37. При такой конструкции величина рассеянного поля вне зазора весьма мала, а в пределах зазора напряженность магнитного поля составляет рабочую величину почти в полной апертуре магнита.

Как указывалось, магнитное поле дефлектора должно выполнять две функции. Во-первых, оно должно отклонить частицы на угол $43'$, для чего величина возмущения должна составлять $4,4 \cdot 10^5$ эрст.см. Во-вторых, для оптимальной фокусировки пучка требуется создать в дефлекторе поле, показатель которого $n = -150$. При такой большой величине показателя становится существенным действие нелинейных эффектов. Чтобы выбрать конфигурацию магнитного поля, при которой для заданного значения n влияние нелинейных эффектов получалось минимальным, по формулам (37) и (39) были вычислены квадратичные поправки в углах выхода из магнита-дефлектора для разных величин n_1 . Результаты расчетов для горизонтальной плоскости приведены на рис. 38, для вертикальной – на рис. 39. Здесь показано, как зависит величина каждого из коэффициентов, стоящих при квадратичных членах в формулах (37) и (39), от величины n_1 ^{х)}. По оси абсцисс отложена величина n_1 в единицах n . По оси ординат даны соответствующие величины коэффициентов, причем обозначение индекса каждого из коэффициентов совпадает с обозначением квадратичного члена, при котором он стоит. Например, K_{xy} обозначает коэффициент, стоящий при члене $(x_i y_i)$. В верхней части рисунков в большом масштабе показан участок пересечения прямых с осью абсцисс.

х) Коэффициенты K_{a^2} , K_{β^2} , $K_{a\beta}$ – малы, и при выбранных масштабах не могут быть изображены на рисунках.

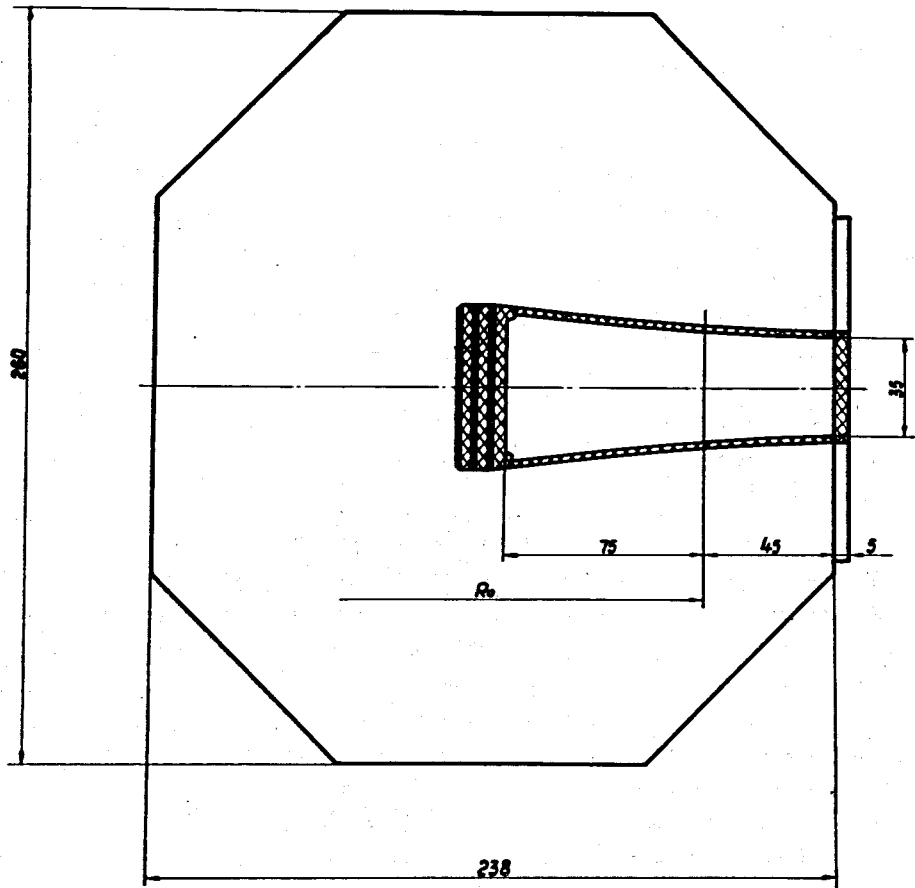


Рис. 37. Форма профиля магнита-дефлектора M_1 .

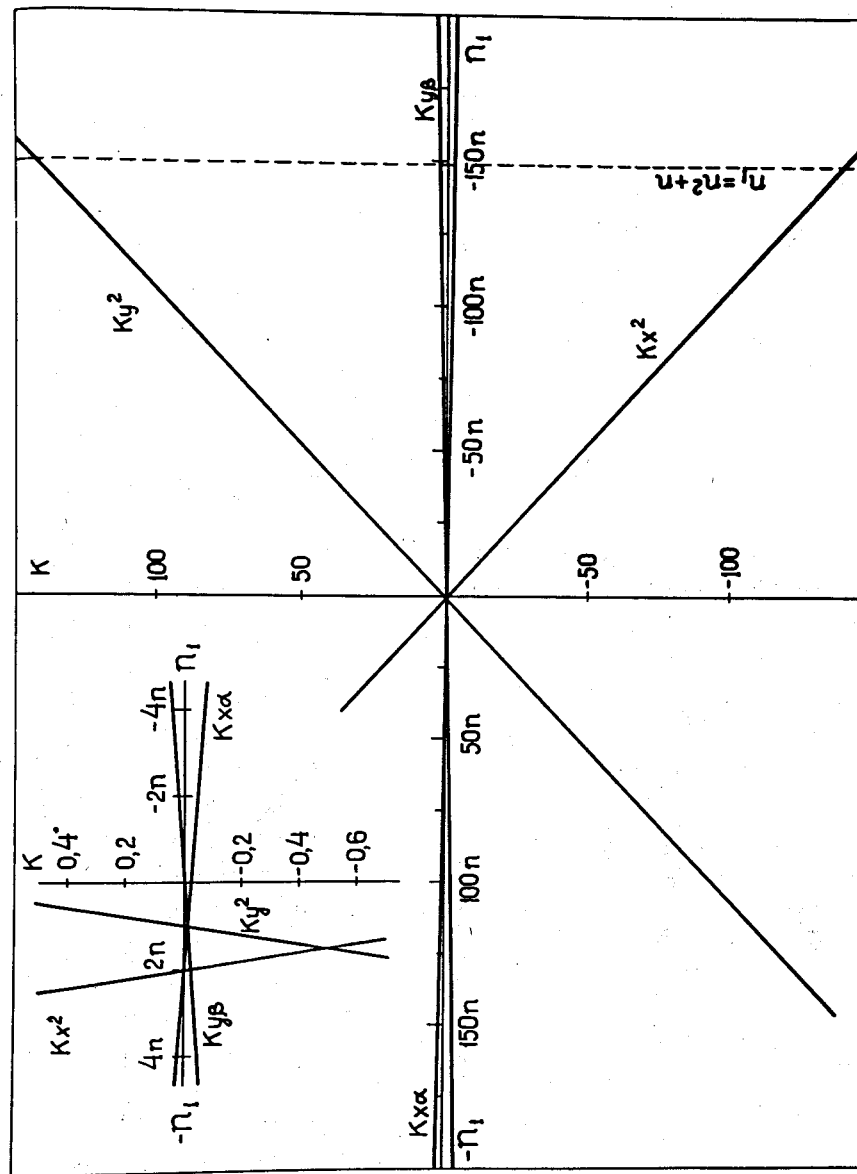


Рис. 38. Зависимость квадратичных поправок к углам выхода в горизонтальной плоскости от величины α_1 в дефлекторе при $\alpha = -150$.

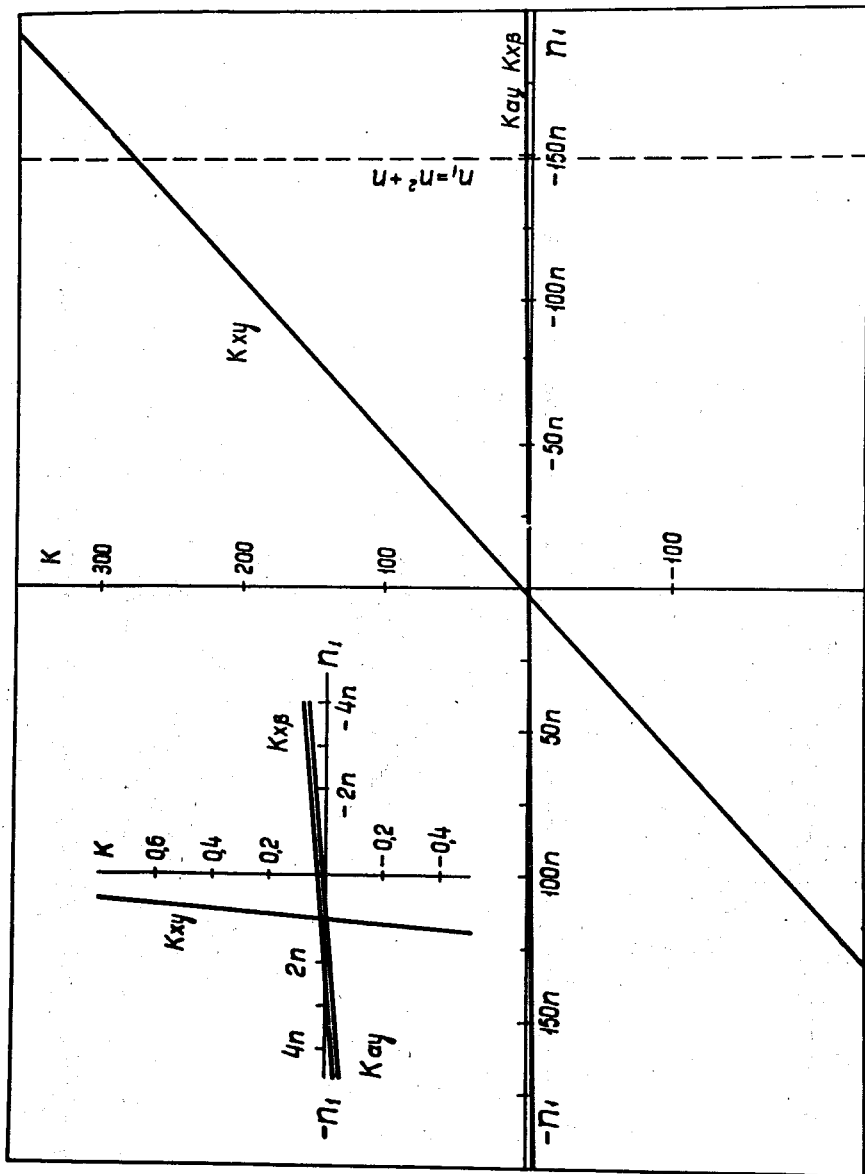


Рис. 39. Зависимость квадратичных поправок к углам выхода в вертикальной плоскости от величины n_1 в дефлекторе при $n = -150$.

Из сопоставления рис. 38 и 39 можно заключить, что наименьшая величина квадратичных поправок, как для горизонтального, так и для вертикального движения, получается при n_1 порядка n . Из графиков следует также, что квадратичные поправки в углах резко возрастают, если выбрать в магните-дефлекторе поле с n , постоянным по радиусу ($n_1 = n^2 + n$). Таким образом, для того чтобы свести к минимуму действие нелинейных эффектов в дефлекторе, магнитное поле в его средней плоскости, согласно (34), должно изменяться по закону:

$$H_z(R'_0 + r, 0) = H_0(R'_0, 0) \left(1 - nr + \frac{nr^2}{2}\right). \quad (43)$$

На рис. 40 показана зависимость магнитного поля от радиуса, определяемая выражением (43). Здесь же для сравнения приведено распределение поля в средней плоскости при $n_1 = n^2 + n$. Точность выполнения закона (43) должна быть не хуже $\pm 0,3\%$. Численные расчеты показали, что при наличии таких отклонений увеличение горизонтальных размеров пучка на выходе из ускорителя за счет нелинейных эффектов не превышает ± 1 см, а дополнительное увеличение вертикального размера составляет $\pm 0,05$ см.

Для облегчения формирования поля заданной конфигурации рабочее значение индукции в зазоре магнита было выбрано приблизительно равным 7400 гаусс. Оно соответствует максимальной величине μ в железе марки Э-42 [29], из которого предполагается изготовить дефлектор. Чтобы отклонить пучок на 43° при заданной величине индукции, эффективная длина дефлектора должна составлять 60 см. Размеры зазора дефлектора были выбраны на основании данных экспериментального исследования резонансного заброса частиц на радиус $R_0 + 20$ см. Поскольку для уменьшения рассеянного поля на краю магнита должна быть токовая перегородка, размер которой в направлении радиуса трудно сделать менее 5 мм, наиболее благоприятная картина заброса получается в случае, показанном на рис. 14 (с). Как следует из рисунка, при таком распределении интенсивности по радиусу на токовой перегородке будет потеряно около 6% заброшенных в зазор частиц. Размер зазора по радиусу целесообразно взять равным 12 см. При этом вес магнита будет составлять 200 кг, а дополнительная потеря интенсивности не превысит 2%. Форма полюсов магнита должна быть такой, чтобы выполнялся закон, определяемый выражением (43). Размер вертикальной апертуры у края зазора целесообразно взять равным 3,5 см. Это дает возможность избежать дополнительных потерь пучка по вертикали. Таким образом, при выбранных размерах зазора суммарные потери пучка при прохождении через дефлектор за счет обрезания его краев не будут превышать 10%.

Оценка величины рассеянного поля на краю дефлектора со стороны, обращенной

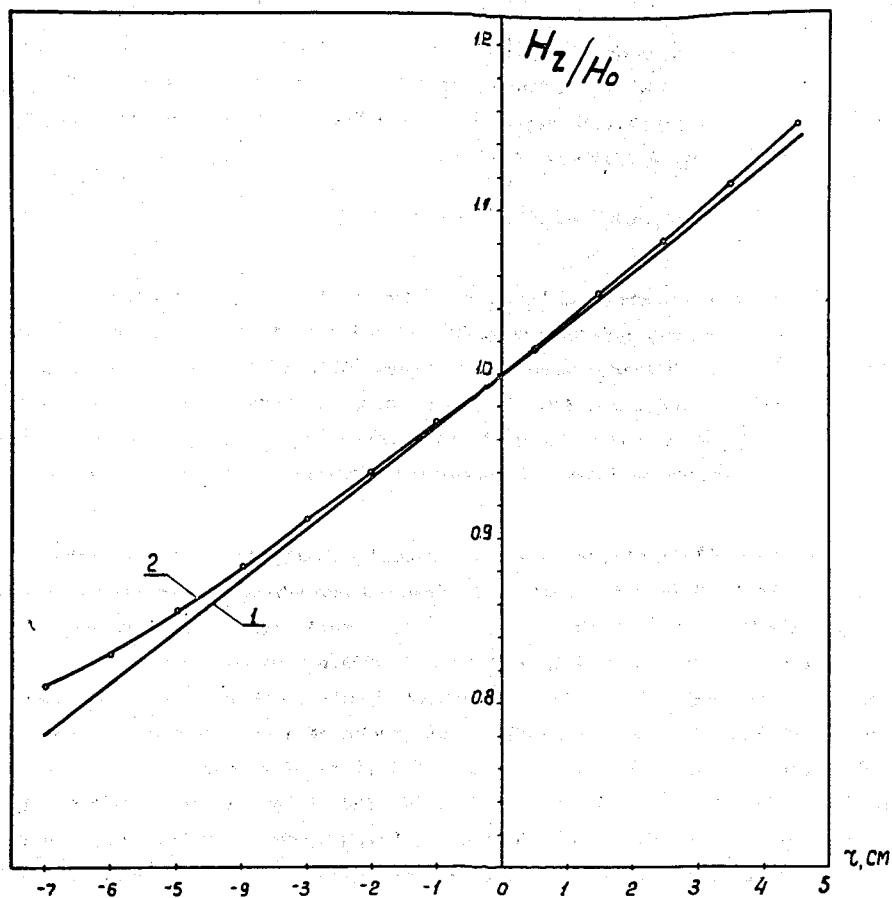


Рис. 40. Распределение магнитного поля по радиусу в средней плоскости дефлектора при $n_1 = n$ (кривая 1) и $n_1 = n + n$ (кривая 2). В обоих случаях показано поле $n = -150$.

к пучку, дает величину, составляющую приблизительно 0,2% от напряженности поля в зазоре. При такой величине рассеянного поля и длине магнита 60 см, как показали оценки, максимальное азимутальное искажение орбиты не превышает 1 мм, а в месте расположения дефлектора оно составляет доли мм. Таким образом, дефлектор в рабочем положении не будет оказывать сколько-нибудь существенного влияния на движение частиц при ускорении и выводе.

Для выбранных выше размеров зазора расчетной величине поля соответствует $2,85 \cdot 10^4$ ампервитков. В главе II было показано, что оптические характеристики пучка на выходе из ускорителя улучшаются, если в течение времени вывода поле в дефлекторе будет уменьшаться со скоростью $4,2 \cdot 10^8$ эрст/сек. Технически наиболее просто эти условия могут быть созданы, когда импульс поля в дефлекторе представляет собой полуволну синусоиды. Указанная скорость изменения поля за время вывода (~ 100 мксек) получается, если длительность полуволны синусоиды 3 мсек, а амплитуда возмущения — около $3 \cdot 10^4$ ампервитков. С точки зрения режима питания дефлектора целесообразно, чтобы амплитуда тока в его обмотке не превышала 2,5 ка. При этом необходимое число витков равно 12, а индуктивность магнита составляет ~ 300 мкГн. Питание обмотки дефлектора можно производить путем разрядки на нее батареи конденсаторов емкостью около 3000 мкф. Напряженне, до которого требуется зарядить батарею конденсаторов, не превысит в этом случае 1 кв.

Поскольку импульсы тока должны подаваться в обмотку дефлектора с интервалом в 9 сек, среднее значение мощности, выделяемой в обмотке за счет активных потерь, при общей толщине обмотки 5 мм и ее сечении около 175 мм^2 составляет около 30 вт. При выделении столь незначительной мощности в принудительном отводе тепла нет необходимости. Температура магнита при установившемся тепловом режиме за счет излучения и теплопроводности по конструкции не будет превышать 40°C при температуре вакуумной камеры 30°C .

Требование к точности поддержания угла поворота в дефлекторе составляет $\pm 0,2\%$. Как показали численные расчеты, при такой неточности в угле отклонения смещение оси пучка на выходе из ускорителя составит ± 1 см. Для обеспечения этих требований необходимо, чтобы точность поддержания поля в дефлекторе была не хуже $\pm 0,1\%$, а момент включения тока в дефлектор был задан с точностью $\pm 0,1\%$ относительно момента, при котором энергия ускоренного пучка достигает расчетной величины.

В заключение сформулируем требования к системе перемещения магнита. В момент инъекции пучок занимает всю рабочую апертуру камеры, как по радиусу, так и по вертикали. По мере ускорения размеры пучка уменьшаются, и спустя 1 сек после начала цикла ускорения размер пучка по радиусу, обусловленный в сумме свободными

радиальными и радиально-фазовыми колебаниями, становится менее ± 20 см. Если ввод магнита-дефлектора в камеру ускорителя осуществлять снизу вверх таким образом, чтобы в нерабочем положении он находился ниже границы рабочей апертуры, а к моменту вывода центр его зазора был бы на уровне центра пучка, то при существующих размерах камеры ход перемещения составит около 40 см. Время хода магнита из нерабочего положения в рабочее может составлять - 1 сек. В этом случае магнит можно ввести в рабочее положение на радиус $R_0 + 20$ см уже спустя 2 сек после начала ускорения, не препятствуя ускоренному пучку. Это дает возможность производить вывод, начиная с энергии 6,5 Бэв.

§ 3. Элементы ионно-оптической системы

В таблице 3 приведены характеристики элементов системы транспортировки выведенного пучка.

Т а б л и ц а 3

Наименование	Обозначение	К-во	Апертура (мм)		Длина (м)	Величина поля (гс)	Градиент
			ширина	высота			
Отклоняющий магнит	M_2	1	300	100	1,8	18000	$\eta = -79$
Отклоняющий магнит	M_3, M_4	2	240	140	4	18000	однородное поле
Квадрупольные линзы	Q_1, Q_2	6	6 200		1,25		1200 гс/см
	Q_3, Q_4						
	Q_6, Q_7						
	Q_5	2	6 200		1		1200 гс/см

Поскольку в магните M_2 применена градиентная фокусировка ($\eta = -79$), был проведен анализ условий, при которых удастся свести к минимуму влияние нелинейных эффектов. С этой целью для $\eta = -79$ были построены графики, подобные приведенным на рис. 38 и 39. Так же как и в рассмотренном выше случае магнита-дефлектора благоприятная картина поля получается при $\eta_1 = \eta$. Распределение поля в средней плоскости в этом случае определяется выражением (43). На рис. 41 показана зависимость магнитного поля от радиуса в средней плоскости магнита для случая $\eta = -79$. При этом влияние нелинейных эффектов в магните M_2 сводится к минимуму.

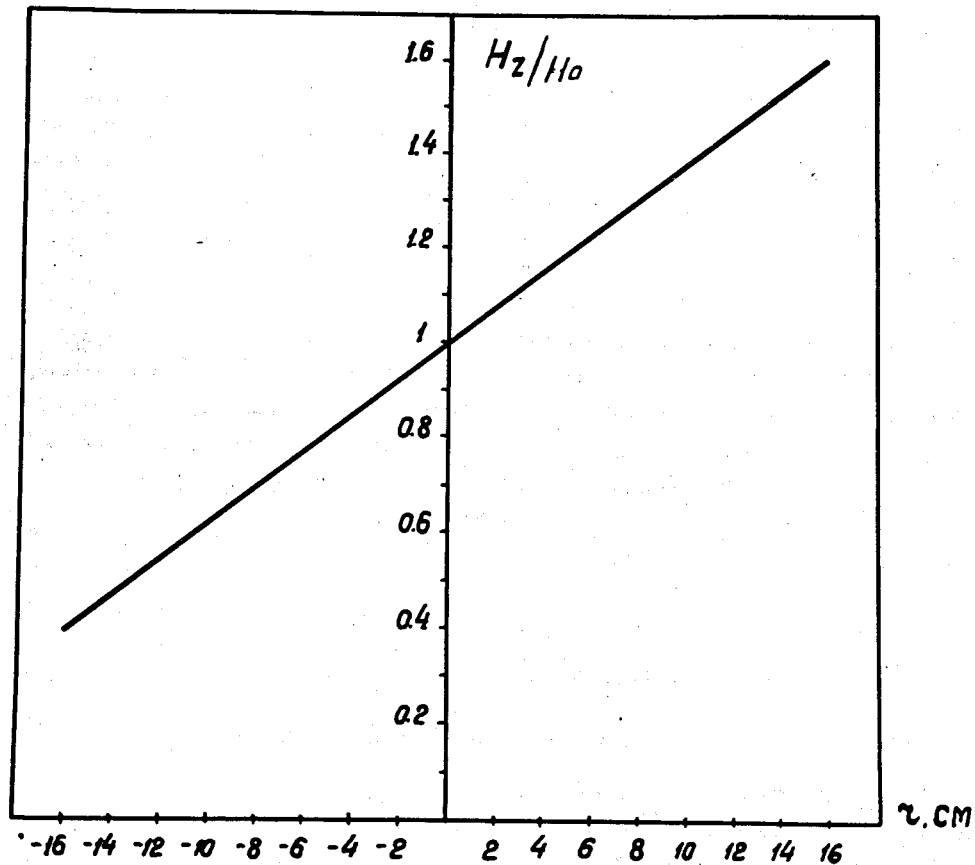


Рис. 41. Распределение магнитного поля по радиусу в средней плоскости отклоняющего магнита M_2 при $\eta_1 = \eta = -79$.

Рассмотренный метод позволяет вывести пучок протонов, ускоренный до конечной энергии в синхрофазотроне ОИЯИ, за время менее 100 мксек. Особенность метода состоит в том, что, используя свойства полуполого параметрического резонанса, удается избежать трудностей с фокусировкой выведенного пучка при прохождении им краевого рассеянного поля ускорителя. Это дает возможность осуществить вывод с помощью весьма простой техники. По расчетам таким способом из ускорителя может быть выведено около 80% частиц, содержащихся в циркулирующем пучке. При этом горизонтальный эмитанс выведенного пучка не превышает 66 мм мрад, а вертикальный эмитанс составляет 32 мм мрад.

Авторы пользуются случаем выразить благодарность Н.Н.Говоруну, под руководством которого были разработаны программы расчета траекторий частиц на электронно-вычислительной машине; Л.А.Смирновой, М.Г.Нехаевой, Н.А.Филипповой за большую помощь при проведении численных расчетов; М.Д.Ершову, С.С.Захарову, А.И.Крюкову В.С.Миронову и др., участвовавшим в разработке аппаратуры и проведении экспериментов, Н.А.Грабовской за помощь при просмотре эмульсий.

Л и т е р а т у р а

1. O.Piccioni, D.Clark, R.Cool, G.Friedlander, D.Kassner. Rev. Sci. Instr., 26, 232 (1955).
2. G.R.Lambertson. Bevatron Operation and Development, UCRL-8334, Berkeley, (1958).
3. D.C.Rahm, Rev. Sci. Instr., 32, 1116 (1961).
4. M.Q.Barton, W.Keman et al., Cosmotron Internal Report MQ - B - 6, Brookhaven National Laboratory, 1963.
5. R.G.T.Bennett, J.W.Burton., J. Nucl. Energy, Part C. Plasma Physics., 3, 14 (1961).
6. W.A.Wenzel. Доклад на Международной конференции по ускорителям высоких энергий, Дубна, 1963.
7. В.Куйпер, G.Plass, CERN-59-30, Geneva, (1959).
8. R.Bertolotto, H.Van Brengel, L.Caris, E.Consigny et al. Доклад на Международной конференции по ускорителям высоких энергий, Дубна, 1963.
9. А.Б.Кузнецов, К.П.Мызников. Атомная энергия, 12, 373, 1960.
10. Б.В.Владимирский и др. ПТЭ, № 3, 31 (1956).
11. C.L.Hammer, L.J.Laslett. Rev. Sci. Instr., 32, 144 (1961).
12. A.Turrisi. Nuovo Cimento, Serie X, 8, 511 (1958).

13. Л.П.Зиновьев, И.Б.Иссянский, В.И.Котов, Е.М.Кулакова, К.П.Мызников, Н.И.Павлов. Доклад на Международной конференции по ускорителям высоких энергий, Дубна, 1963 г.
14. H.G.Herward. Доклад на Международной конференции по ускорителям высоких энергий, Дубна, 1963 г.
15. F.W.Brass, G.E.Fisher, M.Fotino, K.W.Robinson. Доклад на Международной конференции по ускорителям высоких энергий, Дубна, 1963 г.
16. Л.П.Зиновьев, И.Б.Иссянский, В.И.Котов, Е.М.Кулакова, К.П.Мызников, Н.И.Павлов. Препринт ОИЯИ 1393, Дубна 1963. ПТЭ № 1, 33 (1965).
17. Е.М.Кулакова, Л.А.Смирнова. Расчет траекторий заряженных частиц в магнитном поле синхрофазотрона ОИЯИ, Б2-1863, Дубна, 1963.
18. В.И.Котов, А.Б.Кузнецов, Н.Б.Рубин. УФН, 64, 197, 1958 г.
19. В.В.Надимов. Применение математической статистики при анализе вещества, Физматгиз, 1960.
20. А.Хальд. Математическая статистика с техническими приложениями, ИЛ, Москва, 1956 г.
21. Г.С.Казанский, Г.П.Пучков. Препринт ОИЯИ 1847, Дубна 1965.
22. H.A.Engel. Rev. Sci. Instr., 30, 248 (1959).
23. R.A.Alvarez, K.L.Brown., W.K.Palofsky, C.T.Rockhold. Rev. Scient. Instr., 31, 556 (1960).
24. S.Penner. Rev. Scient. Instr., 32, 150 (1961).
25. E.E.Bliamptis. Rev. Sci. Instr., 35, 1521 (1964).
26. А.А.Коломенский. Труды ФИАН СССР, 13, 3, 1960.
27. В.П.Карташев. Дипломная работа, ИФВЭ, 1965.
28. F.Krienen. Report, CERN-59-21 (1959) Geneva.
29. В.В.Дружинин. Магнитные свойства электротехнической стали, Москва, 1962 г.

Рукопись поступила в издательский отдел
5 октября 1965 г.