

2414

Экз. Чит. зала

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

2414



В.С. Кладницкий, Л.А. Смирнова

ФОКУСИРОВКА И АНАЛИЗ ВТОРИЧНОГО ПУЧКА  
МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ СИНХРОФАЗОТРОНА

ВЫЧИСЛИТЕЛЬНЫЙ ЦЕНТР  
ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

1965

2414

В.С. Кладницкий, Л.А. Смирнова

**ФОКУСИРОВКА И АНАЛИЗ ВТОРИЧНОГО ПУЧКА  
МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ СИНХРОФАЗОТРОНА**

Направлено для депонирования в АЭ

**Научно-техническая  
библиотека  
ОИЯИ**

## 1. Введение

Вторичный пучок, полученный на внутренней мишени ускорителя, обладает максимально возможной интенсивностью, если угол эмиссии выведенных вторичных частиц  $\xi$  близок к нулю градусов. Синхрофазотрон ОИЯИ имеет магнит  $N$ -образного поперечного сечения, что предопределяет вывод пучков с импульсом  $p > 1$  Гэв/с через прямолинейные участки ускорителя. Если установить мишень непосредственно в прямолинейном участке, то частицы, вылетевшие под небольшим углом  $\xi$  к протонному пучку, попадут в ярмо магнита следующего сектора ускорителя. Поэтому мишень помещают в магнитном поле предшествующего сектора, которое изгибает траектории заряженных вторичных частиц в нужном направлении (рис. 1).

В синхрофазотроне со слабой фокусировкой можно варьировать положение мишени в камере по радиусу и по азимуту в широких пределах. Радиальное перемещение мишени ограничено областью магнитного поля, в которой сохраняется поперечная устойчивость движения протонного пучка. В синхрофазотроне ОИЯИ ширина этой области к концу ускорения составляет 0,8 м. Выбор азимута мишени ограничивается требованием, чтобы частицы с нужным импульсом не попадали в стойки магнита ускорителя.

Отклонение вторичных частиц магнитным полем вызывает дисперсию по импульсам и фокусировку (или дефокусировку) пучка. В данной работе исследована зависимость указанных характеристик отрицательного вторичного пучка от положения мишени, величины импульса и угла эмиссии частиц.

## 2. Построение диаграмм Михозэlsa для отрицательного вторичного пучка

На ЭВМ М-20 по программе 803-1<sup>1/1</sup> были рассчитаны траектории отрицательных вторичных частиц в медианной плоскости магнита ускорителя. Положение частицы в этой плоскости определялось в цилиндрической системе координат  $(R, \phi)$ , где  $R$  - расстояние от центра данного сектора синхрофазотрона в м, а  $\phi$  - азимутальный угол, отсчитываемый в радианах от начала сектора в направлении движения протонного пучка. В качестве начальных данных использовались: радиус  $R_m$  и азимут  $\phi_m$  мишени, импульс частицы  $p$  и угол эмиссии  $\xi$  относительно касательной к орби-

те протонов, которую принимали за окружность радиуса  $R_m$ . Угол  $\xi$  считался положительным, если частица вылетала из мишени наружу протонной орбиты. Назовем касательную к траектории частицы в точке выхода последней из магнитного поля асимптотой траектории. Положение траектории в медианной плоскости в области, свободной от поля, характеризуется углом  $\alpha$  с осью  $OX$  и величиной отрезка  $Y$ , отсекаемого асимптотой на оси  $OY$  (рис. 1). Ось  $OX$  совмещена с продольной осью прямолинейного участка ускорителя, а ось  $OY$  является границей сектора синхрофазотрона.

Все расчеты выполнены для случая, когда поле на оси камеры равно 1,28 тл, что соответствует максимальной энергии протонного пучка.

Результаты расчетов представлены в виде диаграмм Михоэлса<sup>/2/</sup>. При фиксированном положении мишени диаграмма отражает зависимости

$$\alpha = f(Y)_{p=const} \quad (1)$$

$$\alpha = \phi(Y)_{\xi=const}$$

Такие графики были построены для точек а, б, в и г на рис. 1, расположенных на оси камеры ( $R_m = 28,0$  м) через равные азимутальные интервалы (рис. 2-5). Сопоставляя диаграммы, можно судить о том, как зависит положение траектории частицы с определенными значениями  $p$  и  $\xi$  в свободном пространстве от азимута мишени  $\phi_m$ . Диаграмма второго типа (рис. 6 и 7), на которой представлены функции

$$\alpha = \eta(Y)_{R_m=const} \quad (2)$$

$$\alpha = \chi(Y)_{\xi=const}$$

позволяет оценить влияние вариации радиуса мишени  $R_m$  и угла эмиссии частиц  $\xi$  на положение траектории частицы с заданным импульсом  $p$  при фиксированном значении  $\phi_m$ .

Диаграммы (1) и (2) не только систематизируют расчетные данные в наглядной графической форме - они дают возможность судить о фокусировке и анализе вторичного пучка магнитным полем ускорителя.

### 3. Фокусировка вторичного пучка магнитным полем синхрофазотрона

Для того, чтобы обеспечить поперечную устойчивость движения протонного пучка, магнитное поле синхрофазотрона спадает по радиусу. Отрицательные вторичные частицы заворачиваются магнитным полем к наружной стенке камеры. Та из двух частиц с одинаковыми импульсами, которая имеет меньший угол эмиссии  $\xi$ , движется в более

сильном поле и отклоняется сильнее. В результате угол  $\Delta\alpha$  между траекториями частиц на выходе из магнита оказывается меньше начального угла  $\Delta\xi$ . Отношение  $\Delta\alpha/\Delta\xi < 1$  характеризует фокусировку вторичного пучка в медианной плоскости.

Радиальная составляющая магнитного поля синхрофазотрона

$$B_r = -\frac{nB_z}{r} z$$

создает вертикальную силу, которая возвращает сместившиеся по вертикали протоны к медианной плоскости. Для отрицательных частиц, вылетевших из мишени в направлении движения протонного пучка, эта сила оказывается дефокусирующей.

В предшествующих рассуждениях не было учтено, что на своем пути вторичный пучок пересекает краевое поле магнита ускорителя. Если нормаль к границе поля в точке выхода отрицательной частицы расположена с той же стороны от траектории, что и центр кривизны последней, краевое поле дефокусирует пучок по вертикали и фокусирует его в горизонтальной (медианной) плоскости. Если же нормаль лежит снаружи траектории, то краевое поле действует как дефокусирующая линза в горизонтальной плоскости и как фокусирующая - в вертикальной. Каким окажется суммарное действие основного и рассеянного полей в горизонтальной плоскости - фокусирующим или дефокусирующим, - зависит главным образом от азимутального положения мишени.

Путь, проходимый вторичными частицами в магнитном поле синхрофазотрона, составляет лишь небольшую часть общей протяженности магнитного канала, формирующего пучок. Поэтому для расчета системы транспортировки пучка в первом приближении можно полагать, что магнитное поле ускорителя эквивалентно тонкой ионнооптической линзе. Движения частицы в горизонтальной и вертикальной плоскостях не связаны друг с другом<sup>/3/</sup>, и две соответствующие линзы следует рассматривать раздельно.

Световой луч распространяется прямолинейно до встречи с плоскостью тонкой линзы, где скачком меняет свое направление. Чтобы найти положение тонкой линзы, надо продолжить падающий и выходящий лучи внутрь толстой линзы до пересечения в точке  $C$  (рис. 8а) и провести через эту точку плоскость, перпендикулярную оптической оси.

Аналогичным образом можно определить положение тонкой линзы, действие которой на пучок в горизонтальной плоскости эквивалентно действию магнитного поля ускорителя. Выберем в качестве центральной траектории пучка траекторию частицы с импульсом  $p_0$  и углом эмиссии  $\xi_0$ . Проведем касательные к центральной траектории в начальной точке  $M$  и в точке выхода из магнитного поля  $N$  (рис. 8б), уравнения которых

$$Y = Y_B + X \operatorname{ctg}(\phi_m - \xi_0) \quad (3)$$

$$Y = Y_A + X \operatorname{tg} \alpha_0$$

Здесь и далее для определенности полагаем  $\xi > 0$ . Приравнявая правые части этих выражений, находим абсциссу точки пересечения касательных

$$X_C = -\frac{Y_A - Y_B}{\operatorname{tg} \alpha_0 - \operatorname{ctg}(\phi_m - \xi_0)} \quad (4)$$

Из рис. 86  $Y_B = BD - h$ ,

$$BD = \frac{a}{2} \operatorname{ctg}(\phi_m - \xi_0),$$

где  $h$  — стрелка прогиба, а  $a$  — хорда сегмента дуги радиуса  $R_m$  с центральным углом  $2(\frac{\pi}{2} - \phi_m)$ , и, следовательно,

$$X_C = -\frac{Y_A + h - a/2 \operatorname{ctg}(\phi_m - \xi_0)}{\operatorname{tg} \alpha_0 - \operatorname{ctg}(\phi_m - \xi_0)} \quad (4')$$

При подстановке  $X_C$  в любое из выражений (3) получаем  $Y_0$ .

Асимптота центральной траектории служит оптической осью тонкой линзы, плоскость которой проходит через точку  $(x_0, y_0)$  ортогонально к оси. Расстояние от точки  $A$  до линзы, измеренное вдоль оптической оси,

$$l = \frac{X_C}{\cos \alpha_0} \quad (5)$$

Асимптоты траекторий двух частиц с одинаковыми импульсами, вылетающих из точечной мишени под разными углами  $\xi_0$  и  $\xi_1$  к протонному пучку, пересекаются в точке  $M_{\text{эфф}}$  (рис. 1), которая служит эффективным источником частиц (предметом) для системы транспортировки пучка. Приравнявая правые части уравнений асимптот

$$Y = Y_0 + X \operatorname{tg} \alpha_0$$

$$Y = Y_1 + X \operatorname{tg} \alpha_1,$$

находим абсциссу эффективного источника

$$X_1 = \frac{Y_0 - Y_1}{\operatorname{tg} \alpha_1 - \operatorname{tg} \alpha_0} = \frac{\Delta Y}{\operatorname{tg} \alpha_1 - \operatorname{tg} \alpha_0} \quad (6)$$

Расстояние вдоль оси линзы от  $OY$  до точки  $M_{\text{эфф}}$

$$L = \frac{\Delta Y \cos \alpha_1}{\sin(\alpha_1 - \alpha_0)} = \frac{\Delta Y \cos \alpha_1}{\Delta \alpha} \quad (7)$$

Спроектируем протяженную мишень  $M$  на оптическую ось и проведем два луча, один из которых выходит из центральной точки под углом  $\frac{\Delta \xi}{2} = \xi_1 - \xi_0$  к оси, второй проходит из крайней точки мишени через центр тонкой линзы. Из рис. 8, на котором выполнено это построение, видно, что эффективный источник частиц представляет собой изображение мишени, образованное эквивалентной тонкой линзой.

Коэффициент линейного увеличения линзы

$$K = \Delta \xi / \Delta \alpha \quad (8)$$

Зная расстояние от линзы до изображения

$$T = L - l \quad (9)$$

можно найти расстояние до мишени

$$S = T/K \quad (10)$$

И, наконец, фокусное расстояние линзы равно

$$f_{\text{фок.}} = \frac{KS}{(K-1)}; \quad f_{\text{деф.}} = \frac{KS}{(1-K)} \quad (11)$$

Нетрудно видеть, что величины  $L$  и  $K$  можно определить непосредственно из диаграммы Михозлса (1).

Если мишень установлена в 1–2 м от края сектора ускорителя, то пучок дефокусируется в горизонтальной плоскости рассеянным магнитным полем (таблица 1). При этом уменьшенное мнимое изображение мишени располагается между дефокусирующей тонкой линзой и реальной мишенью (рис. 8а).

По мере смещения мишени в глубину сектора растет фокусирующий эффект основного поля ускорителя. При определенном азимуте  $\phi_m$  фокусировка в основном поле полностью компенсирует дефокусировку пучка в рассеянном (таблица 2). Коэффициент линейного увеличения  $K$  становится равным единице ( $\Delta \alpha = \Delta \xi$ ). Если и дальше уменьшать азимут мишени, то вторичный пучок фокусируется по горизонтали; однако фокусирующая линза оказывается настолько слабой, что дает лишь мнимое изображение мишени за реальным источником частиц (рис. 8б). При фиксированном положении мишени расстояние до изображения  $L$  и коэффициент увеличения  $K$  зависят от импульса и угла эмиссии частиц. Чем меньше импульс  $p$ , тем ближе выходящий из магнита пучок к параллельному и тем, соответственно, больше расстояние до эффективного источника и коэффициент увеличения (таблицы 3 и 4). Зависимость

$L$  и  $K$  от угла эмиссии особенно заметна, когда вторичный пучок проходит большой путь в магнитном поле (таблица 5).

По программе 603-1 можно рассчитать вертикальное движение частиц с одинаковыми импульсами и различными вертикальными углами вылета и определить положение эффективного источника  $M_{\text{эфф.верт.}}$  в этой плоскости. Отрицательный вторичный

пучок дефокусируется магнитным полем ускорителя по вертикали, поэтому при заданном положении мишени  $M_{\text{эфф.верт.}}$  оказывается значительно ближе к краю магнита, чем  $M_{\text{эфф.гор.}}$ . Расстояние между  $M_{\text{эфф.верт.}}$  и  $M_{\text{эфф.гор.}}$  характеризует астигматизм эффективного источника частиц. Если мишень расположена на расстоянии 4-5 м от края магнита, то, как видно из рис. 10, для частиц с импульсами  $p \leq 5$  Гэв/с астигматизм достигает очень большой величины.

#### 4. Анализ пучка по импульсам магнитным полем ускорителя

Назовем отношение разности углов выхода из магнитного поля двух частиц с одинаковыми  $\xi$  к разности их импульсов:

$$D = \frac{a_1 - a_2}{p_1 - p_2} = \frac{\Delta a}{\Delta p} \quad \xi = \text{const} \quad (12)$$

угловой дисперсией пучка по импульсам. Значение  $D$  можно получить из диаграммы (1). Из таблицы 6 видно, что при заданном интервале  $\Delta p$  дисперсия нелинейно зависит от величины центрального импульса пучка  $p_0$ . При фиксированном значении  $p_0$  угловая дисперсия варьирует с изменением радиального положения и азимута мишени. По мере смещения мишени к внутренней стенке камеры дисперсия увеличивается; аналогичным образом отражается на  $D$  и смещение мишени в глубину сектора ускорителя.

Мишени, используемые для генерации вторичных частиц, имеют радиальную протяженность от нескольких миллиметров до 1-2 см. Траектории частиц с одинаковыми импульсами, вылетевших в медианной плоскости из различных точек мишени под одним и тем же углом  $\xi$  к протонному пучку, пересекаются в точке  $F$  вне магнитного поля. С изменением положения мишени в магнитном поле меняется и положение "кроссовера"  $F$  относительно магнита. Координаты кроссовера:

$$X_F = \frac{Y_1 - Y_2}{\text{tg } \alpha_2 - \text{tg } \alpha_1}, \quad (13)$$

$$Y_F = Y_0 + X_F \text{tg } \alpha_0 \quad \left. \begin{array}{l} \phi' = \text{const} \\ p = \text{const} \\ \xi = \text{const} \end{array} \right\},$$

где индексы "0", "1" и "2" указывают, что траектория начинается соответственно в центральной точке мишени или в одной из ее крайних точек. Расстояние от кроссовера монохроматического пучка с импульсом  $p_0$  до оси  $OY$ , измеренное вдоль центральной траектории,

$$d = \frac{X_F}{\cos \alpha_0} = \frac{\Delta Y}{\Delta a} \cos \alpha_1 \quad \left. \begin{array}{l} \phi = \text{const} \\ p = \text{const} \\ \xi = \text{const} \end{array} \right\} \quad (14)$$

можно найти из диаграммы (2).

С увеличением импульса частицы фокусируются все дальше от выходной грани магнита. Вместе с тем, частицы с различными импульсами смещаются в поле относительно друг друга в поперечном направлении. В результате кроссоверы для разных  $p$  располагаются на кривой второго порядка (рис. 11), которую для небольшого интервала  $\Delta p$  можно заменить отрезком прямой.

Обычно в начале магнитного канала устанавливается анализирующий магнит, который значительно увеличивает дисперсию пучка по импульсам, но нередко приходится ограничиваться лишь дисперсией, приобретенной в поле ускорителя. Наиболее узкий интервал импульсов, возможный при данной угловой дисперсии  $D$  и ширине анализирующей щели  $S$ , удается выделить, если щель расположена в кроссовере частиц с заданным импульсом  $p_0$ . Условия для анализа пучка были бы идеальны, если бы все частицы с нужным импульсом фокусировались в одной точке. Однако в действительности частицы, вылетевшие из разных точек мишени под углом, отличным от  $\xi_0$ , собираются в точке, не совпадающей с  $F_0$ . Поэтому монохроматичный пучок имеет в кроссовере конечную ширину  $h$ , которая пропорциональна интервалу углов эмиссии  $\Delta \xi$ , захватываемому каналом.

Представление о характере зависимости координат кроссовера от  $\xi$  можно получить из таблицы 7. Разность углов эмиссии граничных траекторий пучка в горизонтальной плоскости обычно не превышает 20-30 мрад. Геометрическим местом кроссоверов для частиц с различными  $\xi$  из этого узкого интервала  $\Delta \xi$  служит прямая, составляющая угол  $\beta$  с осью  $OX$  (рис. 12). Величину  $\beta$  находим из выражения

$$\text{tg } \beta = \frac{Y_{F2} - Y_{F1}}{X_{F1} - X_{F2}} = \frac{\Delta Y_F}{\Delta X_F}, \quad (15)$$

где  $X_{F1}, Y_{F1}$  и  $X_{F2}, Y_{F2}$  — соответственно координаты кроссоверов для граничных углов  $\xi_1$  и  $\xi_2$ . Ширина монохроматического пучка в кроссовере

$$h = \frac{\Delta X_F}{\cos \beta} \sin(\alpha_0 - \beta), \quad (16)$$

где  $\alpha_0$  — угол центральной траектории с осью OX. Если воспользоваться данными, приведенными в таблице 7, и предположить, что в канал попадают частицы с углами эмиссии от  $\xi_1 = 0,00$  мрад до  $\xi_2 = 11,64$  мрад, то при  $\alpha_0 = 0,57598$  рад ( $33^\circ$ ) ширина пучка с импульсом 5 Гэв/с в кроссовере

$$h = \frac{187 \text{ мм}}{0,985} \cdot 0,423 = 80 \text{ мм.}$$

Интервалу  $\Delta\xi = 11,64$  мрад на выходе из поля соответствует угол между граничными траекториями пучка

$$\Delta\alpha = \frac{\Delta\xi}{K} = \frac{11,64 \text{ мм}}{2,33} = 5 \text{ мрад.}$$

Очевидно, что получить хорошее разрешение по импульсам ( $\Delta p/p < 1\%$ ), используя в качестве анализатора магнит ускорителя, можно только при значительном ограничении горизонтального угла захвата.

Точность расчета траекторий частиц определяется ошибкой при измерении магнитного поля ускорителя ( $\approx 2-3\%$ ). Расчетные данные для пучка  $\pi^-$ -мезонов с импульсом 5,13 Гэв/с хорошо совпали с экспериментальными результатами<sup>15/</sup>.

Авторы благодарят В.П. Джелепова и В.Б. Флягина за постоянный интерес к работе и Е.М. Кулакову за полезное обсуждение вопросов, связанных с использованием программы 603-1.

#### Л и т е р а т у р а

1. Е.М. Кулакова, Л.А. Смирнова. Отчет ОИЯИ, В2-1836, Дубна (1963).
2. A. Citron, F.J. Farley, E.G. Michaelis, H.Ф. Veras, CERN 59-8 (1959).
3. А.А. Коломенский, А.Н. Лебедев. Теория циклических ускорителей, М., Физматгиз, 1962.
4. W.K.H. Panofsky, J.A. McIntyre. Rev. Sci. Instr., 25, 287 (1954).
5. В.С. Кладницкий, В.Б. Флягин. ПТЭ, № 1, 24 (1965).

Рукопись поступила в издательский отдел.  
27 октября 1965 г.

Т а б л и ц а 1

Оптические характеристики эквивалентной тонкой линзы для мишени с координатами  $\phi_m = 1,5053$  рад;  $R_m = 28,0$  м ( $\xi = 0^\circ$ )

P Гэв/с	$\xi$ , м	K	L, м	S, м	T, м
1,00	1,07	0,875	1,65	0,66	0,56
2,00	0,94	0,950	1,75	0,85	0,81
3,00	0,92	0,976	1,75	0,90	0,88

Т а б л и ц а 2

Оптические характеристики эквивалентной тонкой линзы для мишени с координатами  $\phi_m = 1,4401$  рад;  $R_m = 28,0$  м ( $\xi = 0^\circ$ )

P Гэв/с	L, м	K	L, м	S, м	T, м
2,00	2,59	2,378	8,31	2,41	5,72
3,00	2,14	1,185	4,44	1,94	2,30
4,00	2,01	1,040	3,88	1,80	1,87
5,00	1,96	1,012	3,78	1,80	1,82
6,00	1,93	1,001	3,72	1,79	1,79
7,00	1,91	0,998	3,70	1,79	1,79
8,00	1,90	0,995	3,69	1,79	1,79

Таблица 3

Оптические характеристики эквивалентной тонкой линзы для мишени с координатами  $\phi_m = 1,3744$  рад;  $R_m = 28,0$  м ( $\xi = 0^\circ$ )

$p, \text{ГэВ/с}$	$l, \text{м}$	$K$	$L, \text{м}$	$S, \text{м}$	$T, \text{м}$
2,00	5,55	6,599	25,17	2,97	19,62
3,00	4,44	4,971	21,90	3,51	17,46
4,00	3,89	3,449	17,25	3,82	13,36
5,00	3,56	2,334	12,00	3,62	8,44
6,00	3,35	1,768	9,40	3,43	6,05
7,00	3,21	1,465	8,00	3,27	4,79
8,00	3,13	1,301	7,31	3,21	4,18
9,00	3,08	1,205	6,72	3,02	3,65

Таблица 4

Оптические характеристики эквивалентной тонкой линзы для мишени с координатами  $\phi_m = 1,3080$  рад;  $R_m = 28,0$  м ( $\xi = 0^\circ$ )

$p, \text{ГэВ/с}$	$l, \text{м}$	$K$	$L, \text{м}$	$S, \text{м}$	$T, \text{м}$
5,00	5,96	3,177	18,75	4,03	12,80
6,00	5,62	2,832	17,48	4,19	11,87
7,00	5,37	2,584	16,59	4,32	11,22
8,00	5,15	2,367	15,57	4,40	10,42
9,00	4,98	2,150	14,48	4,42	9,50

Таблица 5

Зависимость положения изображения мишени и коэффициента увеличения от угла эмиссии частиц с импульсом 5 ГэВ/с

$\xi$	Азимут мишени, $\phi_m$ , рад			
	1,4401		1,3080	
	$L, \text{м}$	$K$	$L, \text{м}$	$K$
$9^\circ$	3,98	1,089	-	-
$6^\circ$	3,86	1,048	-	-
$3^\circ$	3,80	1,019	16,46	2,818
$0^\circ$	3,78	1,012	18,68	3,177
$-3^\circ$	3,76	1,005	20,92	3,535
$-6^\circ$	-	-	24,42	4,086
$-9^\circ$	-	-	28,96	4,767

Таблица 6

Зависимость угловой дисперсии от центрального импульса  $p_0$  интервала  $\Delta p$  и угла эмиссии  $\xi$

(координаты мишени  $\phi_m = 1,4401$  рад;  $R_m = 28,0$  м)

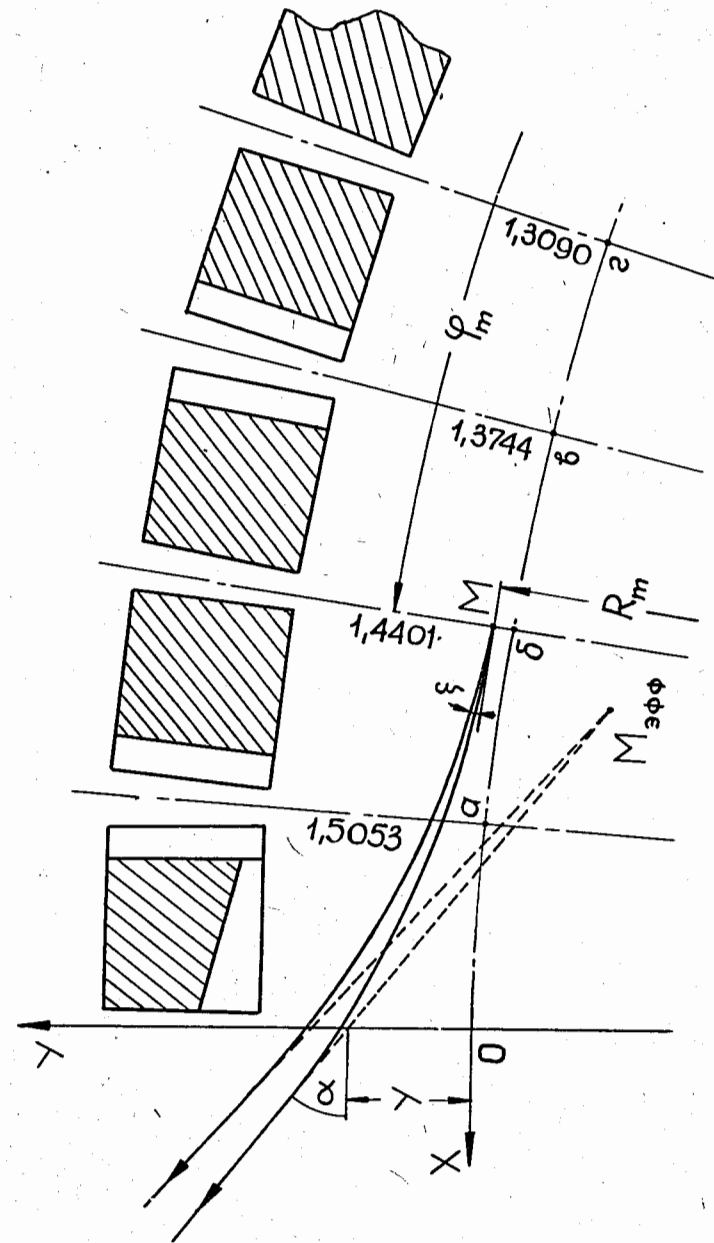
$p_0, \text{ГэВ/с}$	Угловая дисперсия в радианах/ГэВ/с для угла эмиссии $\xi$				
	$9^\circ$	$6^\circ$	$3^\circ$	$0^\circ$	$-3^\circ$
2,5	0,137	0,150	0,167	0,189	0,211
3,5	0,084	0,094	0,103	0,112	0,116
4,5	0,057	0,062	0,067	0,069	0,070
5,5	0,041	0,043	0,045	0,046	0,046
6,5	0,030	0,032	0,033	0,033	0,034
7,5	0,023	0,024	0,024	0,025	0,025



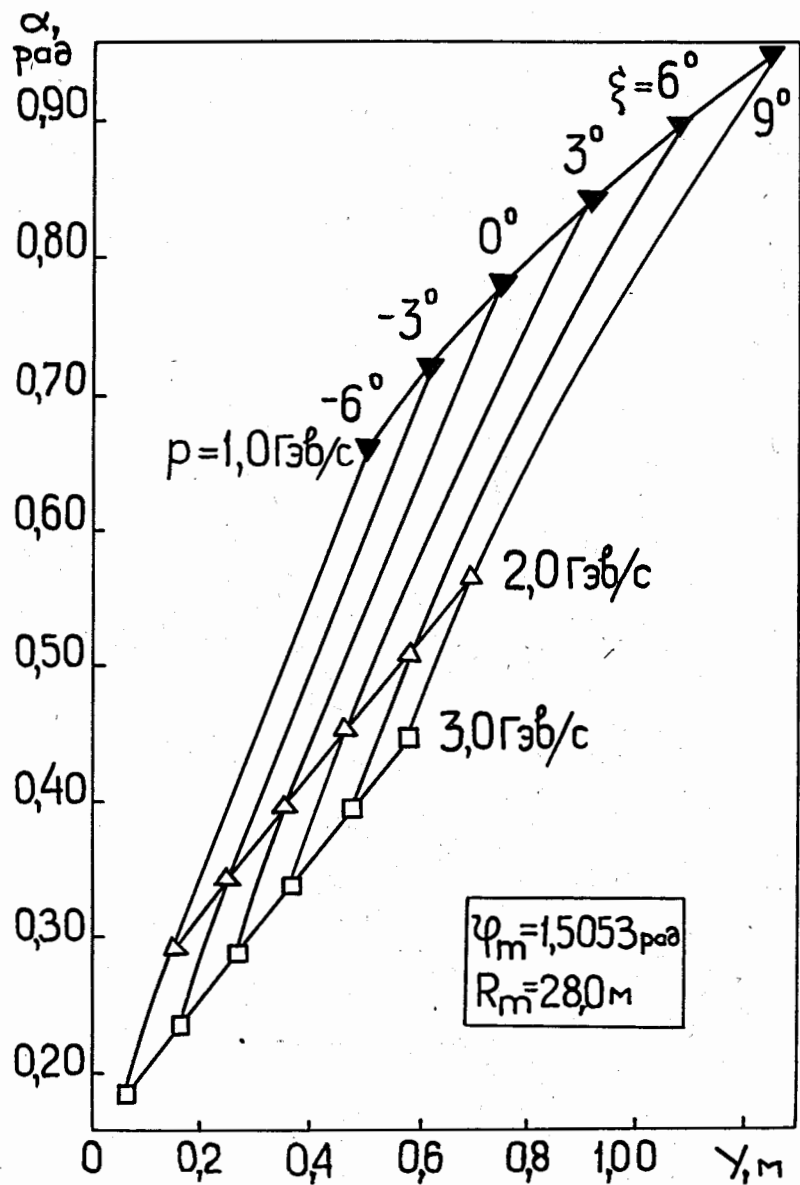
Т а б л и ц а 7

Зависимость положения кроссовера от угла эмиссии частиц с импульсом 5 Гэв/с  
 (координаты мишени  $\phi_m = 1,3744$  рад;  $R_m = 28,0$  м, радиальный размер мишени  
 $a = 0,01$  м)

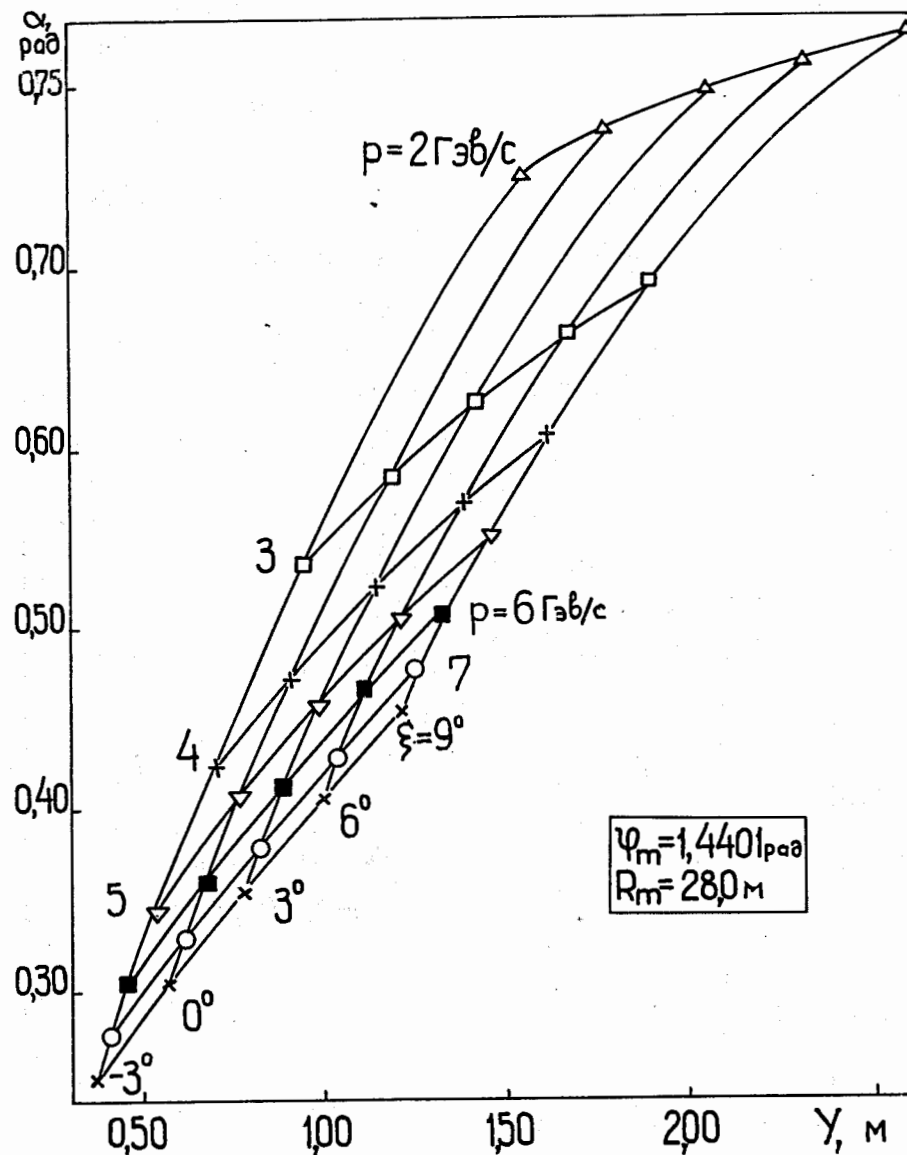
$\xi$ , мрад	$X_F$ , м	$Y_F$ , м	$d$ , м
0,00	3,803	4,254	4,453
5,82	3,721	4,247	4,362
11,64	3,616	4,234	4,244
17,45	3,535	4,223	4,156



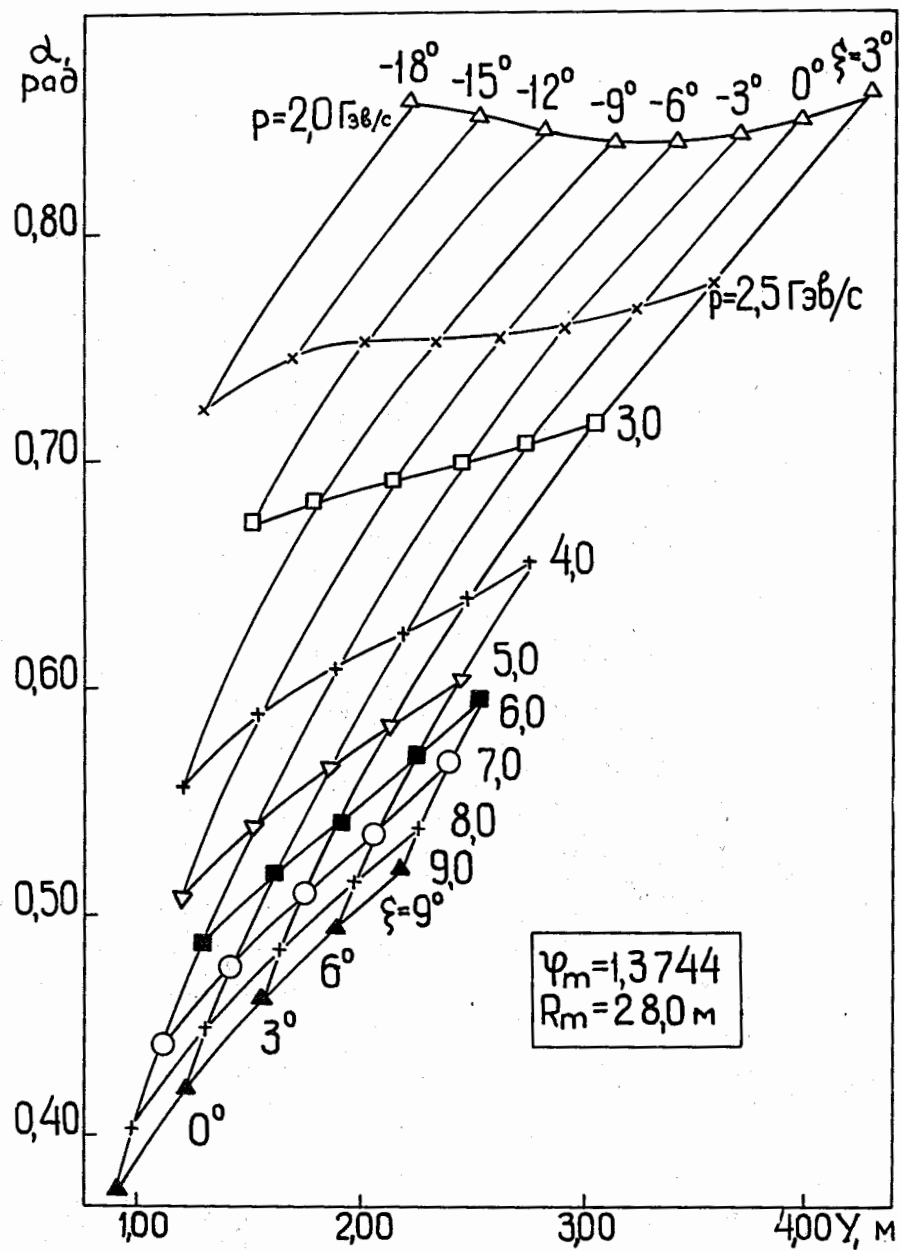
Р и с. 1. Геометрия вывода вторичного пучка из синхротрона.



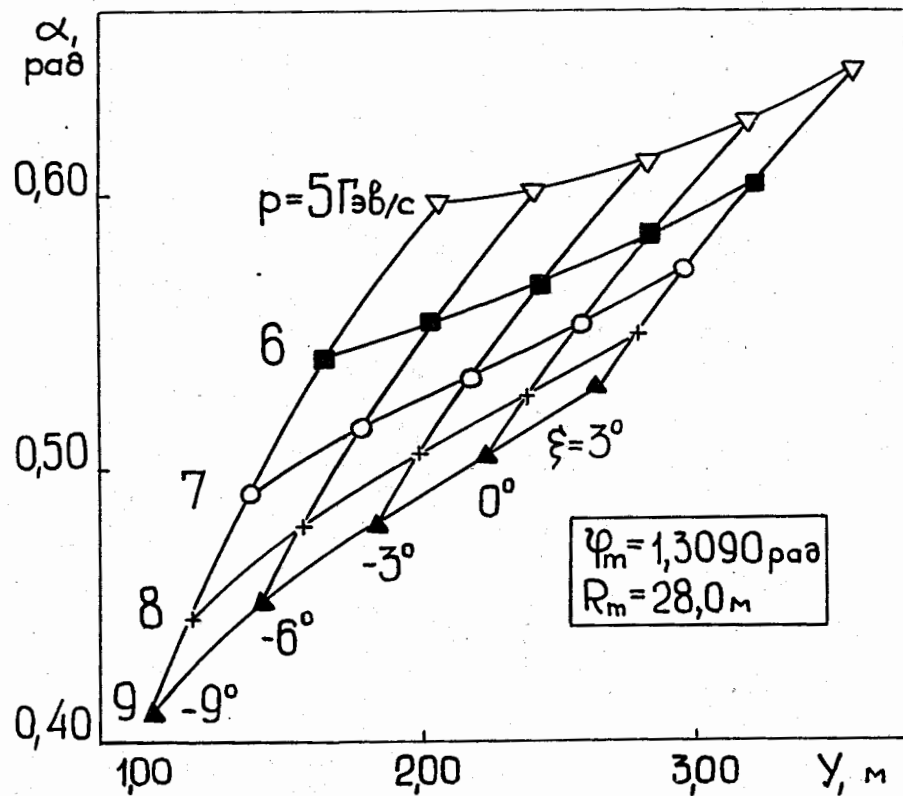
Р и с. 2. Диаграмма (1) для отрицательного вторичного пучка.



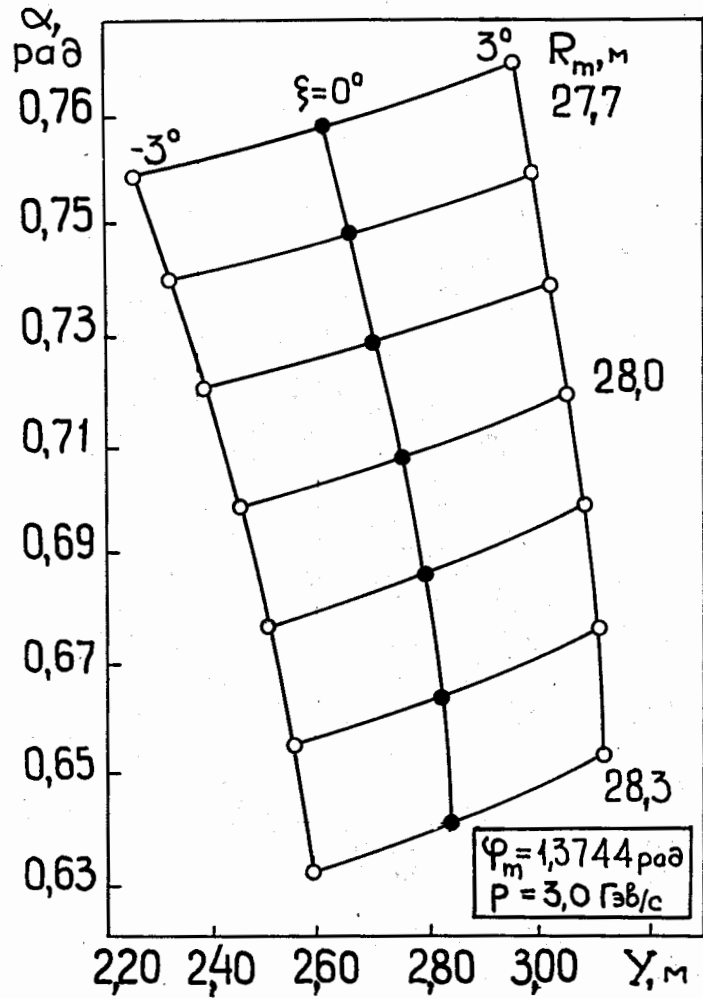
Р и с. 3. Диаграмма (1) для отрицательного вторичного пучка.



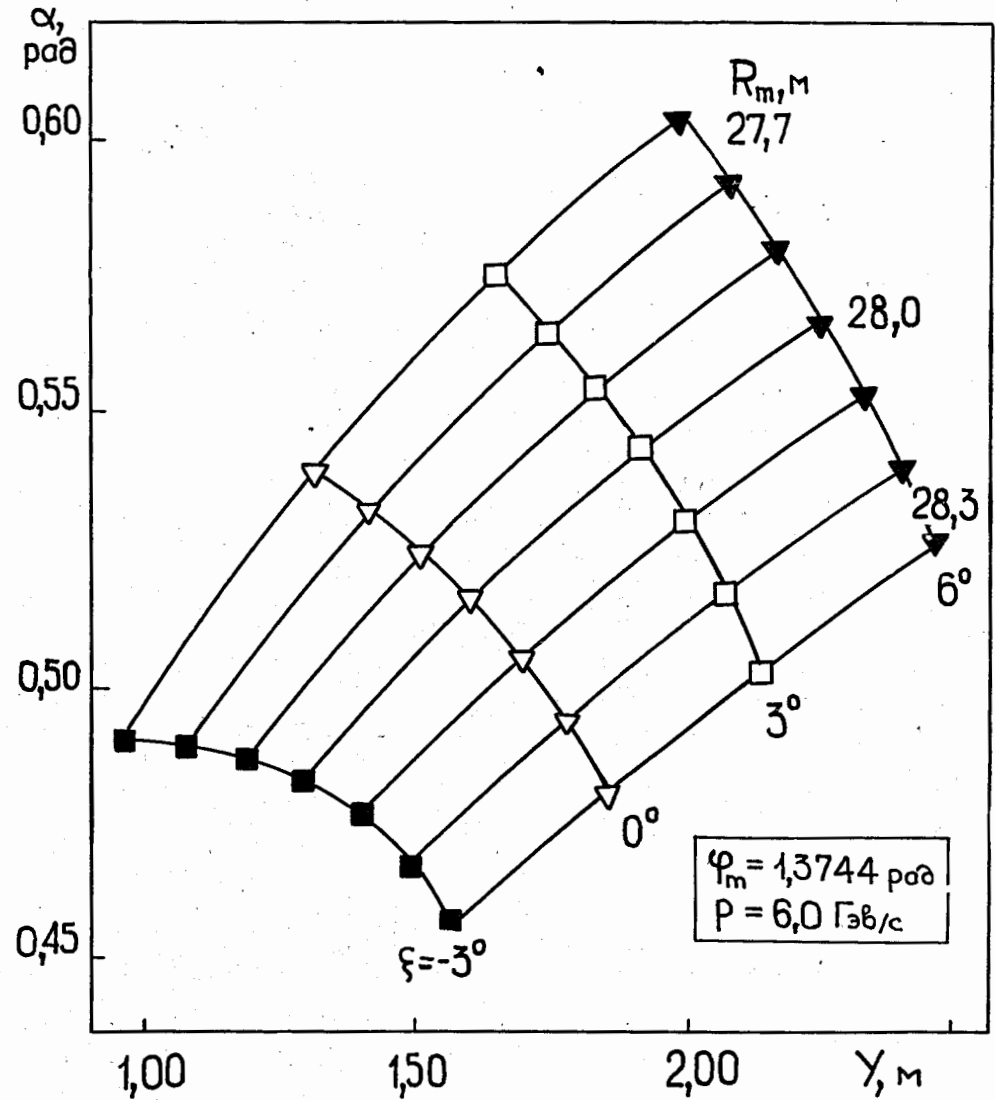
Р и с. 4. Диаграмма (1) для отрицательного вторичного пучка.



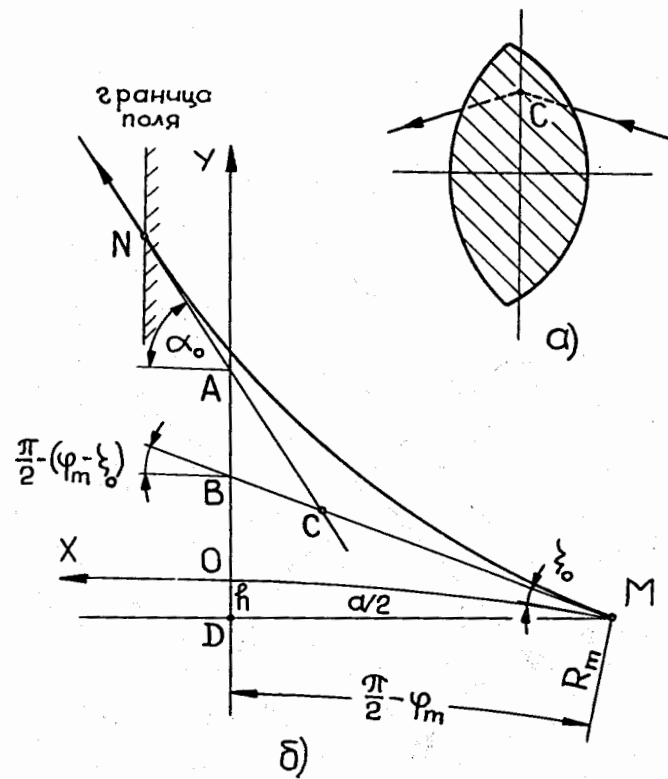
Р и с. 5. Диаграмма (1) для отрицательного вторичного пучка.



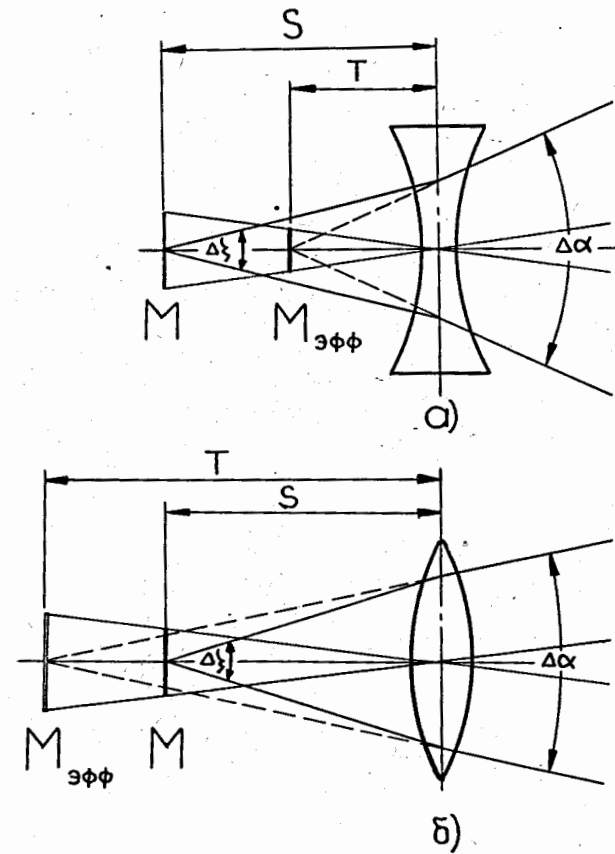
Р и с. 6. Диаграмма (2) для отрицательного вторичного пучка.



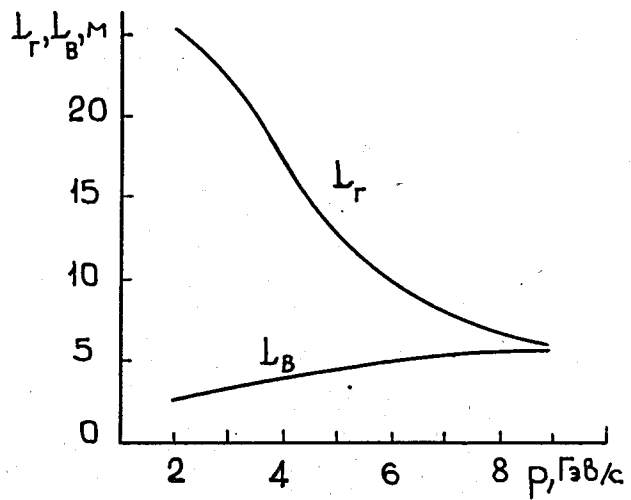
Р и с. 7. Диаграмма (2) для отрицательного вторичного пучка.



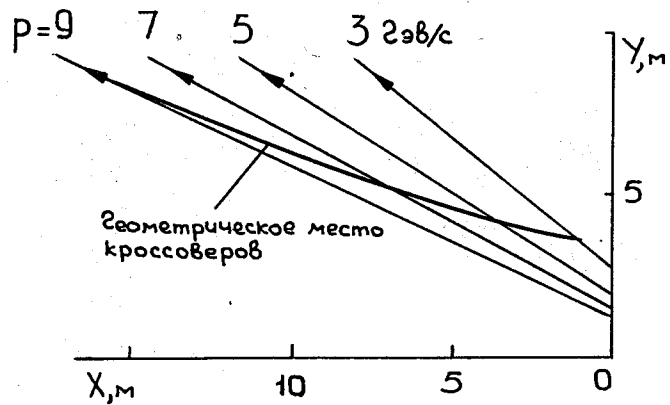
Р и с. 8. Определение положения тонкой линзы а) эквивалентной толстой оптической линзе; б) эквивалентной магнитному полю ускорителя.



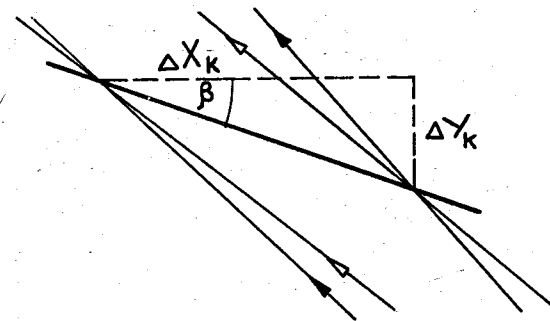
Р и с. 9. Построение изображения мишени в горизонтальной плоскости а) в случае дефокусировки и б) в случае фокусировки пучка.



Р и с. 10. Зависимость расстояния до эффективного источника в горизонтальной и вертикальной плоскостях от импульса частиц ( $\phi_m = 1,3744$ ,  $R_m = 28,0$  м).



Р и с. 11. Положение кроссоверов для частиц с различными импульсами. Угол эмиссии  $\xi = 0^\circ$ , ширина мишени  $a = 0,01$  м.



Р и с. 12. К определению угла  $\beta$  из соотношения (15).