

Г. В. Бадалян

Вероятность регистрации заряженных частиц в системе магнитного масс-спектрометра с двумя камерами Вильсона

При изучении космических лучей методом магнитного анализа существенное значение имеет „светосила“ прибора, т. е. вероятность регистрации частиц. Вероятность регистрации частиц W есть некоторая функция, вид которой определяется как физическими параметрами частиц (направление и величина импульса), так и геометрическими и физическими свойствами регистрирующей установки. Неучет этого фактора может, подчас, привести к большим ошибкам при физической интерпретации результатов эксперимента.

Ряд методов расчета „светосилы“ для различных конструкций магнитных масс-спектрометров рассмотрен в работах [1], [2], [3], [4].

В 1952 г. в одной из лабораторий Арагацской Высотной станции было осуществлено совмещение магнитного масс-спектрометра с большой прямоугольной камерой Вильсона, заменяющей систему улавливающих фильтров [5], а с 1954 г. над магнитом была поставлена вторая аналогичная камера [6].

Нижняя камера дает возможность наблюдать характер остановок заряженных частиц, прошедших через магнитный масс-спектрометр (телескоп), а верхняя камера регистрирует поведение частицы до входа в телескоп. Несмотря на то, что рабочие объемы камер охватывают телесный угол установки полностью (фиг. 1), освещенные области камер, в силу выбранной системы освещения „на просвет“, составляют лишь половину рабочего объема. Следовательно, снижается вероятность наблюдения следа заряженной частицы одновременно и в телескопе, и в камерах (особенно для траекторий с малым радиусом кривизны). Нас именно интересует расчет вероятности регистрации таких полноценных траекторий в нашем приборе. Для этой цели методы, приведенные в работах [1], [2], [3], [4], или непригодны, или неудобны. В работе [5] описывается оригинальный метод расчета для телескопа в совмещении с одной только нижней камерой, с некоторыми упрощениями (не учтены факторы щельности, углового распределения и т. д.). Настоящая работа является обобщением работы [5] на верхнюю камеру и дает полный графо-аналитический метод расчета „светосилы“ для нашего нового прибора с уче-

том всех факторов*. Заранее отметим, что будем пренебрегать рассеянием частиц в установке.

1. Вывод общего выражения вероятности регистрации для телескопа

Рассмотрим в первую очередь задачу собственно для телескопа, а последовательно учтем все ограничивающие факторы.

Пусть a, b, l — геометрические размеры годоскопической системы счетчиков (фиг. 1). Частица может быть зарегистрирована, если ее траектория укладывается в параллелепипед, образованный крайними рядами счетчиков. В качестве параметров, однозначно определяющих положение траектории данного радиуса ρ в магнитном поле, мы выбираем x, y, φ, ψ , где x, y — линейные координаты точки выхода траектории из магнитного поля, φ — угол выхода из поля в плоскости магнитного отклонения, ψ — угол выхода в плоскости параллельной полю (фиг. 1).

Такой выбор параметров станет ясным из дальнейшего. Условимся углы считать положительными, если они отсчитываются по часовой стрелке.

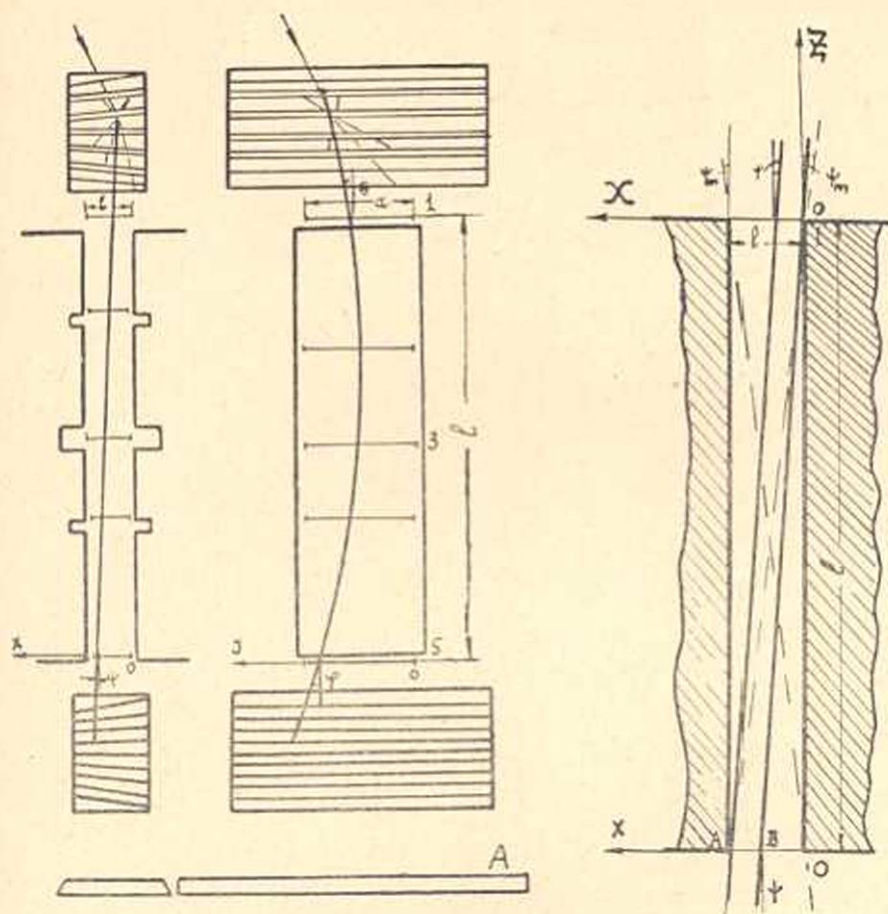
Будем различать дифференциальную вероятность $w(\rho, \varphi, \psi)$, т. е. вероятность регистрации частицы с заданным радиусом траектории в магнитном поле ρ , и летящей в заданном направлении (φ, ψ) , а также полную вероятность $W_n(\rho)$, т. е. суммарную вероятность регистрации частицы по всем дозволенным направлениям внутри телесного угла установки. И, так как по определению „светосила“ есть не что иное, как произведение вероятности регистрации на площадь координатного ряда счетчиков: $s = a \cdot b \cdot w$, то соответственно будем иметь дифференциальную и полную „светосилы“.

Нахождение вероятности регистрации сводится к вычислению вероятности события одновременного прохождения частицы через управляющие 1—3—5 ряды координатных счетчиков. Здесь мы имеем дело с двумя независимыми событиями [3]. Первое из них состоит в незадевании частицей полюсов магнита. Функцию вероятности этого события обозначим $w_1(\psi)$. Второе событие состоит в том, чтобы частица при ее движении от ряда 1 к ряду 5 в плоскости магнитного отклонения, не выходила из геометрии телескопа. Функцию вероятности этого события обозначим $w_2(\rho, \varphi)$. Следовательно

$$w = w_1 \cdot w_2. \quad (1)$$

Рассмотрим функцию $w_1(\psi)$. Из фиг. 2 видно, что из пучка частиц, падающих на телескоп под углом ψ (или выходящих из него — задача симметричная), регистрируются (не задевают полюс) только

* Отметим, что этот метод пригоден для любых условий опыта: изменение рабочего объема камеры, смещение камеры относительно оси симметрии телескопа, а также для любой конструкции годоскопического устройства.



Фиг. 1. Общий вид установки $a = 26 \text{ см}$, $b = 11,5 \text{ см}$, $l = 102,5 \text{ см}$. Фиг. 2. К выводу функции $w_1(\psi)$

те, которые попали на эффективный участок 5-го ряда AB . Следовательно функция вероятности будет пропорциональна AB :

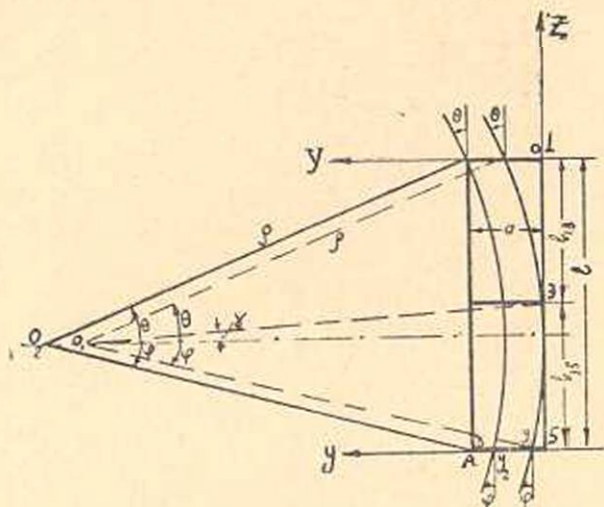
$$w_1 = \frac{AB}{AO} = \frac{AO - BO}{AO} = 1 - \frac{BO}{AO};$$

и т. к. $BO = l \operatorname{tg} \psi$; $AO = b$;

$$w_1(\psi) = 1 - \frac{l}{b} \operatorname{tg} \psi \quad (2)$$

где $-\frac{b}{l} \leq \psi \leq \frac{b}{l}$

Разберем функцию $w_2(\rho, \varphi)$. Из фиг. 3 видно, что из потока частиц с одинаковыми радиусами траекторий ρ , падающих под углом ϑ на телескоп (или, что то же самое, выходящих из него под углом φ), регистрируются только те, которые попали на участок $BC = y_2 - y_1$, следовательно функция вероятности будет пропорциональна этому эффективному участку $(y_2 - y_1)$:

Фиг. 3 К выводу функции $w_2(\rho, \varphi)$.

$$w_2(\rho, \varphi) = \frac{BC}{AO} = \frac{y_2 - y_1}{a}. \quad (3)$$

Все траектории с определенным радиусом и знаком кривизны имеют всего 4 возможных вида ориентации в магнитном поле. На фиг. 4 приведены все эти случаи а, б, в, г, причем каждый из них характеризуется определенным интервалом изменений φ . Ниже приведены соответствующие формулы для вычисления разности $y_2 - y_1$, которые получаются из простых геометрических соображений.

Случай а)

$$0 \leq \varphi \leq \arcsin \frac{l_{23}}{\rho};$$

$$y_1 = \rho \cos \gamma - \rho \cos \varphi; \quad y_2 = a - \rho (\cos \varphi - \cos \vartheta),$$

$$y_2 - y_1 = a - \rho (\cos \gamma - \cos \vartheta), \quad (4)$$

где

$$\begin{aligned} \gamma &= \arcsin \left(\sin \varphi - \frac{l_{23}}{\rho} \right); \\ \vartheta &= \arcsin \left(\sin \varphi - \frac{l}{\rho} \right). \end{aligned} \quad (4^1)$$

Случай б)

$$\arcsin \frac{l_{23}}{\rho} \leq \varphi \leq \arcsin \frac{l}{\rho};$$

$$y_1 = \rho \cos \gamma - \rho \cos \varphi; \quad y_2 = a,$$

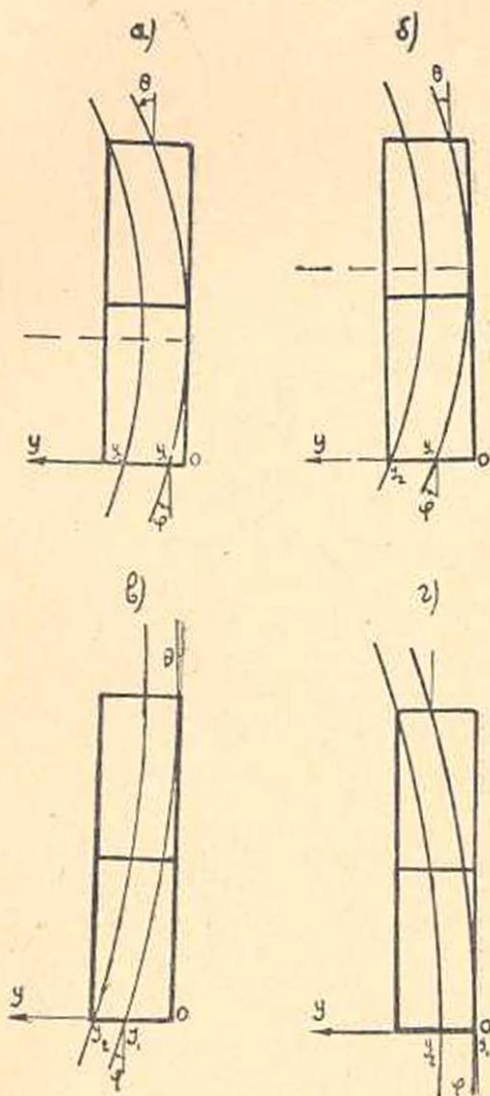
$$y_2 - y_1 = a - \rho (\cos \gamma - \cos \varphi), \quad (5)$$

где

$$\left. \begin{aligned} \gamma &= \arcsin \left(\sin \vartheta + \frac{l_{13}}{\rho} \right); \\ \vartheta &= \arcsin \left(\sin \varphi - \frac{l}{\rho} \right). \end{aligned} \right\} \quad (5^1)$$

Случай в)

$$\varphi_B > \varphi > \arcsin \frac{l}{\rho};^*$$



Фиг. 4. Возможные ориентации траекторий в магнитном поле.

* Предельное значение угла φ_B определяется из системы уравнений:

$$\left\{ \begin{aligned} \rho \sin \varphi_B - \rho \sin \vartheta_B &= l \\ \rho \cos \vartheta_B - \rho \cos \varphi_B &= a \end{aligned} \right. \quad \text{исключая } \vartheta_B, \text{ получим } \varphi_B = \arctg \frac{a}{l} + \arcsin \frac{\sqrt{a^2 + l^2}}{2\rho}.$$

$$\begin{aligned} y_1 &= \rho \cos \vartheta - \rho \cos \varphi; \quad y_2 = a; \\ y_2 - y_1 &= a - \rho (\cos \vartheta - \cos \varphi), \end{aligned} \quad (6)$$

где
$$\vartheta = \arcsin \left(\sin \varphi - \frac{l}{\rho} \right). \quad (6^1)$$

Случай 2)

$$\varphi_1 \leq \varphi \leq 0;^*$$

$$\begin{aligned} y_1 &= 0; \quad y_2 = a + \rho (\cos \vartheta - \cos \varphi); \\ y_2 - y_1 &= a - \rho (\cos \varphi - \cos \vartheta), \end{aligned} \quad (7)$$

где
$$\vartheta = \arcsin \left(\sin \varphi - \frac{l}{\rho} \right). \quad (7^1)$$

Таким образом, зная (2) и (3), мы можем определить по (1) дифференциальную вероятность регистрации. Магнитный масс-спектрометр, благодаря узкому телесному углу, обычно регистрирует вертикальную интенсивность, в связи с этим представляет интерес не дифференциальная, а полная вероятность регистрации частиц с заданным радиусом кривизны траектории. При пренебрежении всеми ограничивающими факторами будем иметь для телескопа:

$$W_n = \int_{\Omega} w_1 w_2 \cos \beta \, d\omega, \quad (8)$$

где Ω — полный телесный угол, вырезаемый телескопом, β — зенитный угол выхода траектории из телескопа. При этом, $\cos \beta$ введен по тем соображениям, что дифференциальную интенсивность принято относить к единице площади, перпендикулярной траектории, а не к горизонтальной площадке.

Вычислим элемент телесного угла $d\omega$ на входе в телескоп (фиг. 5). Для общности задачи будем рассматривать зенитные углы входа и выхода частицы из поля α и β функциями своих ортогональных проекций. Взяв на горизонтальной плоскости произвольной высоты Z_0 элемент dS , имеем

$$d\omega = \frac{dS \cdot \cos \alpha}{r^2} = \frac{dX \cdot dY \cos \alpha}{r^2}. \quad (9)$$

Из простых геометрических соображений

$$\begin{aligned} r &= \frac{Z_0}{\cos \alpha}; \quad X = Z_0 \operatorname{tg} \psi; \quad Y = Z_0 \operatorname{tg} \vartheta; \\ dX &= Z_0 \sec^2 \psi \, d\psi; \quad dY = Z_0 \sec^2 \vartheta \, d\vartheta. \end{aligned}$$

Для удобства дальнейших вычислений выразим $d\vartheta$ через $d\varphi$:

* Предельный угол φ_1 из-за симметрии равен с обратным знаком углу ϑ_0

$$\varphi_1 = -\vartheta_0 = -\arccos \left(\frac{a}{\rho} + \cos \varphi_0 \right);$$

$$Q_1 = \frac{d}{D \cos t_1} = \frac{q}{\cos t_1},$$

где $q = \frac{d}{D}$ — коэффициент щельности. Ясно, что при $\cos t \leq q$, $Q = 1$.

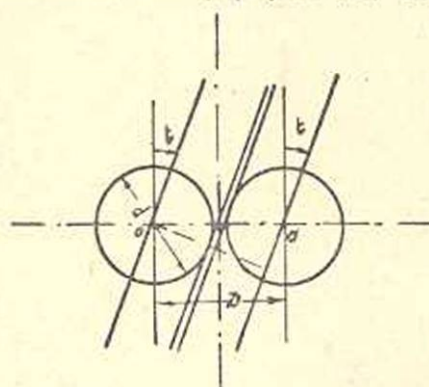
Соответствующие углы для 3-х управляющих рядов будут $t_1 = \vartheta$, $t_2 \approx 0$ (частицы всегда почти перпендикулярно пересекают 3-й ряд), $t_3 = \varphi$.

Тогда вероятность того, чтобы частица нигде не попала в щель

$$w_{\text{ш}} = Q_1 \cdot Q_2 \cdot Q_3 = \frac{q^3}{\cos \vartheta \cdot \cos \varphi}. \quad (14)$$

Это будет первым ограничивающим фактором в выражении (8). Отметим, что формула (14) действительна лишь для углов меньше $t_{\text{макс}}$, определяемого из условия $\cos t_{\text{макс}} = q$, что при $q = 0,87$ дает $t_{\text{макс}} = 30^\circ$.

Однако в нашем приборе углы больше 30° встречаются сравнительно редко (особенно для тяжелых частиц), а также, как увидим ниже, при учете ограничивающего фактора, обусловленного камерами, большие значения углов „обрезаются“. Поэтому формула (14) справедлива для всех ϑ и φ при интегрировании выражения (8).



Фиг. 6. К выводу фактора щельности.

3. Угловое распределение

Второе обстоятельство, которое нужно учесть при вычислении интеграла (8) то, что излучение, падающее на наш прибор, вообще не изотропно: его интенсивность заметно падает с увеличением зенитного угла. Из специфики работы магнитного масс-спектрометра следует, что траектории малых радиусов регистрируются в среднем под большими углами, поэтому фактически получается заниженное значение интенсивности частиц малых импульсов [2], [3]. Таким образом во избежание искажений, необходимо в выражение вероятности регистрации частиц внести функцию углового распределения $J(\alpha) \cdot Jd\omega$ — есть вероятность движения частицы с данным импульсом внутри элемента телесного угла $d\omega$. Для частиц разных сортов угловое распределение различно, например, для высоты 3200 м для μ -мезонов оно примерно описывается функцией $\sim \cos^3 \alpha$ [7], а для протонов с $P \geq 0,9 \frac{B_{\text{эв}}}{c}$ — функцией $\sim \cos^6 \alpha$ [7], [8].

Приведенные в конце настоящей работы кривые вероятности регистрации построены в допущении как первого так и второго угло-

вых распределений. Эти кривые незаметно отличаются друг от друга, что обусловлено достаточно узким телесным углом установки.

4. Эффективность координатных счетчиков

Обычные счетчики Гейгера — Мюллера эффективны не на 100%. Например, в нашем приборе эффективность координатных счетчиков $w = 0,98$; поэтому аналогично п. 2, вероятность управляющим рядам не „прозевать“ частицы, будет

$$w_{\text{счетчик}} = w^3 \quad (15)$$

(для нашего прибора $w_{\text{счетчик}} = 0,94$).

Подставляя в формулу (8) все вычисленные величины и учитывая факторы рассмотренные в пп. 2, 3, 4, получим

$$W_n = \int_{-\psi_m}^{+\psi_m} \left(1 - \frac{l}{b} \operatorname{tg} \psi\right) \cos^2 \psi d\psi \cdot \int_{\varphi} \left(\frac{y_2 - y_1}{a}\right) q^3 J(x) \frac{\cos \varphi}{\cos \vartheta} w^3 d\varphi. \quad (16)$$

Учитывая (12) и выполняя отдельно интегрирование по ψ , окончательно получим:

для углового распределения $\cos^2 \alpha$

$$W_n = \frac{2b \cdot q^3}{l \cdot a} w^3 \cdot \int_{\varphi} (y_2 - y_1) \cos^2 \vartheta \cos \varphi d\varphi, \quad (17)$$

для углового распределения $\cos^6 \alpha$

$$W_n = \frac{2b \cdot q^3}{l \cdot a} w^3 \cdot \int_{\varphi} (y_2 - y_1) \cos^6 \vartheta \cos \varphi d\varphi. \quad (18)$$

Таким образом, мы получили общее выражение полной вероятности регистрации, с учетом всех факторов кроме камер. Интегралы в (17) и (18) удобно взять графически, тем более, что, как увидим ниже, при этом очень просто учитываются освещенные области камер.

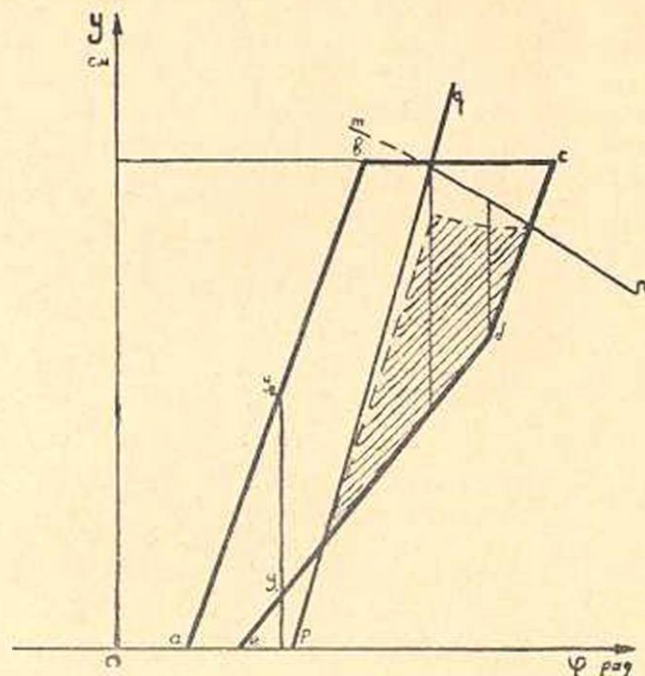
Построим для конкретных значений радиусов $\rho_1; \rho_2; \rho_3; \dots \rho_n$; графики зависимостей предельных значений $y_1; y_2$ от φ , воспользуясь формулами (4), (4'), (5), (5'), (6), (6'), (7), (7') [5]. Из фиг. 7 легко

видеть, что площадь образованной фигуры $abcde$ равна $\int_{\varphi} (y_2 - y_1) d\varphi$,

поэтому, если мы помножим ординатные разности $(y_2 - y_1)$ на соответствующие подинтегральные множители в формулах (17) или (18) и затем графически вычислим площадь полученной новой фигуры, то получим ненормированную полную вероятность регистрации частиц с заданным радиусом траектории собственно для телескопа.

Очевидно, что присутствие камер вызовет обрезание некоторой части эффективной площади рассмотренной выше фигуры. Покажем

как это конкретно осуществляется сначала отдельно для нижней, а затем верхней камер Вильсона.



Фиг. 7. К графическому вычислению интеграла вероятности W_p .

5. Нижняя камера

В силу упомянутой системы освещения „на просвет“, освещенный объем камеры имеет форму большой усеченной пирамиды (фиг. 8). Вероятность эффективных остановок частиц в различных частях этой пирамиды неодинакова, поэтому целесообразно разделить освещаемый объем на области и рассмотреть задачу „светосилы“ для каждой области отдельно.

На фиг. 8 весь объем разбит на 3 зоны (I, II, III) по глубине, и на 3 пояса (1, 2, 3) по высоте. При этом каждый пояс включает пару пластин.



Фиг. 8. Освещенный объем нижней камеры

Тогда каждая область освещаемого объема будет характеризоваться своим номером зоны и пояса. Рассмотрим одну такую область (фиг. 9). Ясно, что следы частиц, дающих остановку левее точки А, не будут видны, а — правее, будут. Следовательно, если графически построить зависимость значений предельных углов выхода φ_A от координаты точки выхода телескопа y ,

а затем наложить эту кривую $\varphi_A = f(y)$ в том же масштабе на фигуру $abcde$ (фиг. 7), то легко убедиться, что только участок площа-

ди, лежащий ниже предельной кривой ml , будет эффективным, т. е. будет соответствовать следам, заведомо кончающимся в выбранной освещенной области нижней камеры [5].

6. Верхняя камера

Действуя описанным в п. 5 методом, можно графически легко получить вероятности регистрации частиц с эффективной остановкой в освещенных областях нижней камеры, независимо от их судьбы до входа в телескоп. При добавлении над магнитом второй аналогичной камеры, число эффективных (видимых как в верхней, так и в нижней камерах) случаев регистрации еще уменьшится.

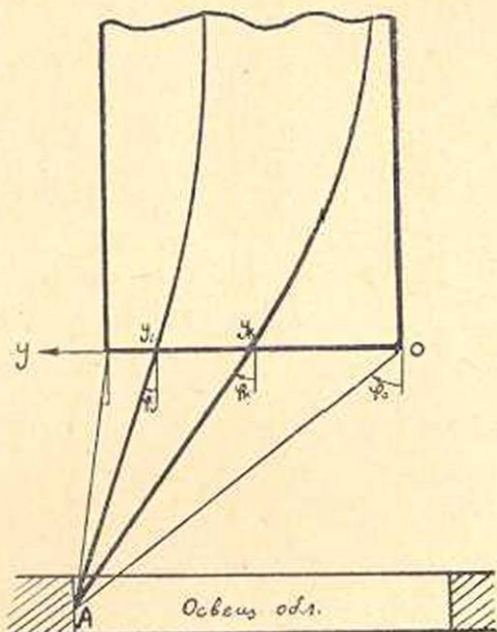
Важно отметить, что в отличие от нижней камеры, в верхней камере необходимо проследить трек от крышки до дна камеры с целью, чтобы можно было судить о природе его появления. Поэтому, разделив аналогично п. 5, освещенный объем камеры по глубине на 3 зоны (I, II, III) мы, рассмотрев задачу „светосилы“, проведем только для „потолочного“ пояса № 1 камеры.

Аналогично нижней камере, построим для освещенных зон предельные кривые $\vartheta_{\text{пред.}} = f(Y)$, где Y — координата точки входа частицы в телескоп. Для того, чтобы непосредственно оценить ограничение, вносимое верхней камерой на фигуре $abcde$ (фиг. 7), нужно предельные кривые верхней камеры „отобразить“ на выход телескопа, т. е. „перейти“ от переменных ϑ и Y к переменным φ и y . Можно легко показать, что соответствующие формулы перехода будут таковы*.

$$\varphi = \arcsin \left(\frac{l}{\rho} + \sin \vartheta \right), \quad (19)$$

$$y = Y - \rho (\cos \varphi - \cos \vartheta). \quad (20)$$

После наложения отображенной предельной кривой pq на фиг. $abcde$ (фиг. 7) можно убедиться, что часть площади фигуры, лежащая выше кривой pq , неэффективна. Таким образом из полной пло-



Фиг. 9. К построению предельной кривой $\varphi_A = f(y)$.

* При $\rho = \infty$ вместо (19) и (20) нужно применить

$\varphi = \vartheta$; $y = Y + l \lg \vartheta$.

щади фигуры останется только часть, лежащая ниже предельных кривых 2-х камер. После учета подинтегральных множителей (17), (18) и графического вычисления площади S_p получим W_n для частиц данного радиуса кривизны ρ . Выполнив такие же расчеты для других значений радиусов, можно построить кривую полной вероятности регистрации частиц для заданных освещенных областей камер в функции от радиуса (или импульса частицы, если магнитное поле задано: $P = 300 H \rho \frac{98}{c}$).

Магнитные масс-спектрометры, благодаря узкому телесному углу, практически, регистрируют вертикальный поток частиц. Тогда очевидно, что траектории с бесконечными радиусами будут регистрироваться гораздо эффективнее, чем траектории с конечными радиусами. На основании этого вводим понятие „относительной полной вероятности регистрации“ частиц, определяя ее как отношение полной вероятности при данном конечном радиусе к полной вероятности при $\rho = \infty$:

$$W = \frac{W_n(\rho)}{W_n(\infty)}. \quad (21)$$

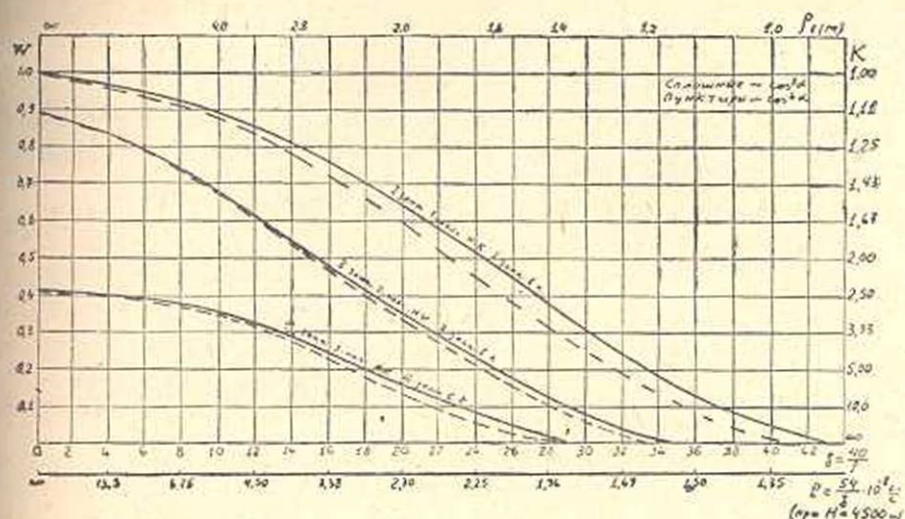
Под $W_n(\infty)$ будем подразумевать полную вероятность регистрации при $\rho = \infty$ для телескопа без камер. Можно считать, что в этом случае весь вертикальный поток практически полностью регистрируется (конечно, при отсутствии щельности и неэффективности счетчиков) и можем нормировать $W_n(\infty)_{\text{макс}} = 1$. Отметим, что при построении импульсных энергетических и т. п. спектров частиц, часто важны именно относительные вероятности регистрации*. Так как согласно (21) $W \leq 1$, то соответствующие поправки на вероятность регистрации будут:

$$K = \frac{1}{W} \geq 1 \quad (22)$$

и, при построении спектров, необходимо каждую регистрируемую частицу внести в спектр обязательно со своей поправкой. При приближенных оценках можно пользоваться кривыми вероятности регистрации, построенными для некоторых средних освещенных областей нижней и верхней камер. На фиг. 10 для иллюстрации приведены кривые для наилучшего случая (I зона 1 пояс нижн. кам., I зона верх. кам.), для среднего случая (II з. 2 п. н. к., II з. в. к.) и для наихудшего случая (III з. 3 п. н. к., III з. в. к.), построенные соответственно для 2-х угловых распределений ($\cos^2 \alpha$ — сплошные линии, $\cos^3 \alpha$ — пунктиры). Из кривых видно, как сильно зависит W от положения освещенных областей и как слабо — от углового распределения.

В заключение выражаю благодарность А. Т. Дадабяну за советы,

* При построении абсолютных спектров нужно пользоваться не величиной W , а $W' = W \cdot q^3 \omega^3$.



Фиг. 10. Кривые относительной вероятности регистрации частиц, построенные для 3-х различных освещенных нижней и верхней камер при 2-х разных угловых распределениях ($\cos^2 \alpha$ — сплошные линии $\cos^2 \alpha + 1$ — пунктиры).

Н. М. Кочаряну и Г. С. Саакяну за обсуждение работы, а также К. Г. Тер-Мкртчян за помощь при вычислении кривых и приготовлении рисунков.

Институт физики
АН Армянской ССР

Поступило 11 II 1957 г

Հ. Վ. Բաղալյան

ԼԻՑԻԱՎՈՐՎԱԾ ՄԱՍՆԻԿՆԵՐԻ ԳՐԱՆՑՄԱՆ ՀԱՎԱՆԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆԸ ՄԱԳՆԵՏԱԿԱՆ ՄԱՍՍ-ՍՊԵԿՏՐՈՍԿՈՊԻ ԵՎ ՎԻՍՈՆԻ ԵՐԿՈՒ ԿԱՍԵՐԱՆԵՐԻ ՍԻՍՏԵՄՈՒՄ

Ա Մ Փ Ո Փ Ո Ւ Մ

Հոդվածում նկարագրված է լիցքավորված մասնիկների զրանցման հա վա նականության հաշվման լրիվ գրաֆո-անալիտիկ մեթոդ, մագնիսական մասս- սպեկտրոմետրը միացված վիճակի երկու մեծ ուղղանկյուն կամերաների հետ սիստեմում:

Այս նոր սարքավորման աշխատանքը անցառ մագնիսական սպեկտրո- մետրի աշխատանքից տարբերվում է նրանով, որ հնարավոր է, բացի մաս- նիկի հետագիծը մագնիսական դաշտում զրանցելուց, դիտել նրա վարքը վիճակի կամերաներում մինչև դաշտ մտնելը և դաշտից դուրս դալուց հե- տո: Բայց քանի որ մասնիկները միշտ չէ, որ անցնում են կամերաների լու- ռավորված մասերով, ուստի արդյունքների ֆիզիկական մշակման համար շատ կարևոր է որոշել լիարժեք հետագծերի զրանցման հավանականությունը որպես ֆունկցիա հետագծի շառավղից (մասնիկի իմպուլսից): Աշխատությունը ներ- կայացնում է (5)-ում նկարագրված մեթոդի ընդհանրացումը, հաշվի առնելով 2-րդ վերելի, կամերայի առկայությունը, ճնշքերի առկայությունը կոորդինա-

տալին հաշվիչների միջև, հաշվիչների էֆեկտիվությունը և մասնիկների անկյունային բաշխումը:

Վերջում բերված են գրանցման հավանականության հաշվման կորերը՝ կառուցված կամերաների լուսավորված ծավալների տարբեր մասերի համար և երկու տարբեր անկյունային բաշխումների դեպքում: Կորերից պարզ երևում է, որ գրանցման հավանականությունը մեծ չափով կախված է կամերաների դիտարկված լուսավորված մասերի դիրքից և փոքր չափով՝ մասնիկների անկյունային բաշխումից:

ЛИТЕРАТУРА

1. Алиханян А. И., Алиханов А. И. и Вайсенберг А. О. ЖЭТФ 18, 301, 1948 г.
2. Кочарян Н. М. и Кайтмазов С. Д. Известия АН Армянской ССР (серия ФМЕТ наук) т. VII, № 2, 1954 г.
3. Саакян Г. С. Известия АН Армянской ССР (серия ФМЕТ наук) т. VII, № 4, 1954 г.
4. Козодаев М. С., Филиппов А. И. и Осипенков В. Т. П и ТЕ № 2 1956 г.
5. Дайон М. И., Федоров В. М. и Мерзон Г. И. П и ТЭ № 1 1957 г.
6. Алиханян А. И. [Шостакович Н. В.,] Дадалян А. Т., Федоров В. М. и Дерягин Б. Н. ЖЭТФ, 31, 955, 1956 г.
7. Кочарян Н. М. Докторская диссертация 1954 г.
8. Саакян Г. С. Изв. АН Армянской ССР (серия ФМЕТ наук) т. IX, № 7, 1956 г.