

ФИЗИКА

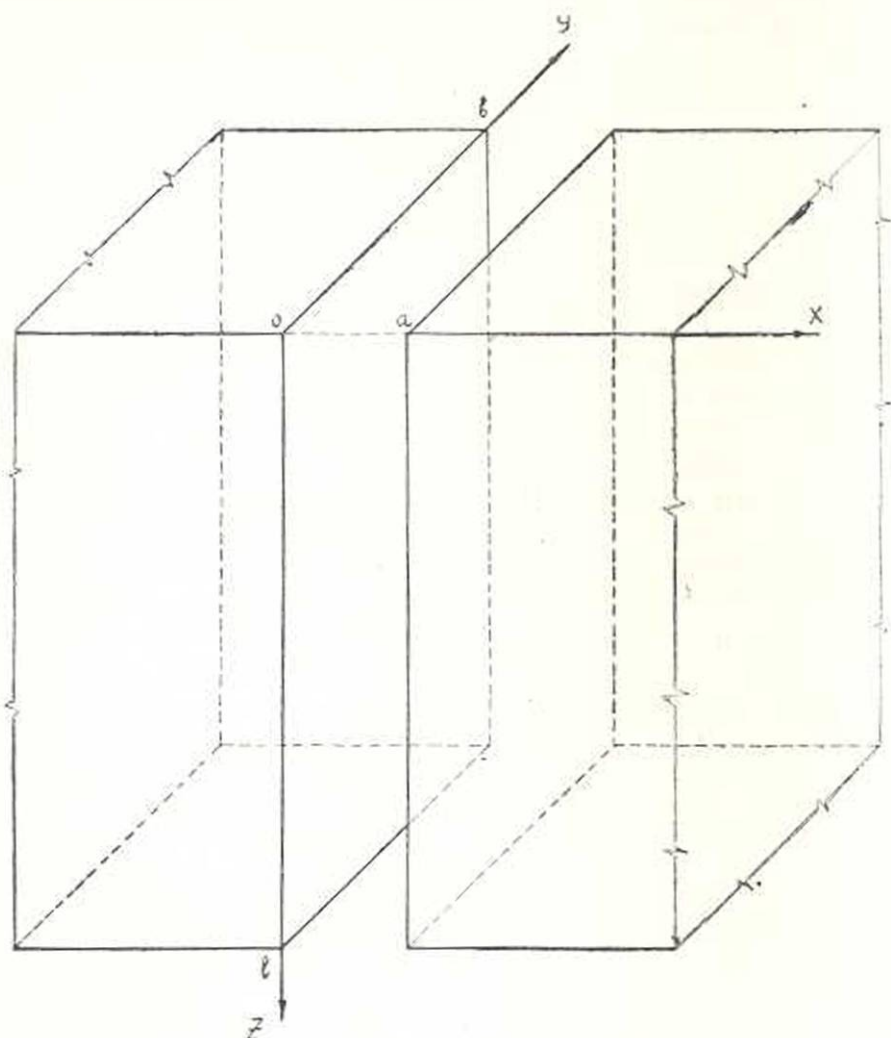
Г. С. Саакян

О светосиле магнитного спектрометра

Магнитный спектрометр Алиханяна—Алиханова является одним из удобных приборов для измерения абсолютных интенсивностей различных компонент космического излучения, как функций импульсов частиц, составляющих эти компоненты. Однако не все частицы, падающие на установку, обязательно регистрируются. По ряду причин, вероятность регистрации частиц меньше единицы. Установка вносит искажения и получаемая в эксперименте картина не всегда правильно отражает существующее положение в природе. Величина этой вероятности является функцией геометрических параметров установки, напряженности магнитного поля, направления и величины импульса частиц, падающих на прибор, и физических свойств регистрирующей системы. Таким образом, интенсивности потока частиц космического излучения, наблюдаемые в экспериментах с магнитным спектрометром, всегда меньше истинных интенсивностей. Из сказанного следует, что будут искажаться также и импульсные спектры частиц.

Целью настоящей работы является вычисление истинных интенсивностей и спектров частиц по наблюдаемым, т. е. вычисление вероятности регистрации заряженных частиц, падающих на установку магнитного спектрометра. Часть затронутых здесь вопросов рассмотрена в работе [1]. Здесь дается другой подход к решению этих вопросов, а также получены новые формулы, не содержащиеся в цитированной работе.

1. Дифференциальная вероятность регистрации. На фиг. 1 приведено схематическое изображение основной части магнитного спектрометра. Выберем систему координат с плоскостью YOZ, совпадающей с поверхностью левого полюса магнита, и направлениями осей так, как это показано на фигуре. Пусть a , b и l —размеры поля соответственно по осям X, Y и Z. Точнее, a —расстояние между рядами «торцовых» счетчиков, расположенных на полюсах магнита с осями счетчиков, параллельных оси Y. Эти счетчики предназначены для исключения случаев рассеяния частиц на полюсах магнита; l —расстояние между верхними и нижними координатными рядами счетчиков, оси которых параллельны силовым линиям поля, т. е. направлению X. Счетчики верхнего ряда расположены у верхней границы поля и отмечают координаты частицы при ее входе в поле, а счетчики нижнего ряда расположены на нижней границе поля и отмечают



Фиг. 1. Магнит и выбор системы координат.

координаты частицы в момент ее выхода из поля. Для определения траектории частицы в магнитном поле, кроме указанных рядов, имеется еще один или два горизонтальных ряда счетчиков, расположенных в самом магнитном поле. Наконец, b —ширина этих координатных рядов счетчиков, задающих размер поля по оси Y .

Траектория заряженной частицы в магнитном поле определяется уравнениями движения

$$x'' = 0, \quad y'' = \omega z', \quad z'' = -\omega y', \quad (1)$$

где $\omega = \frac{e\hbar N}{E}$, e и E —заряд и полная энергия частицы, c —скорость света и N —напряженность магнитного поля, которое предполагается однородным ($H_x = N$, $H_y = H_z = 0$). Пусть начальные условия таковы, что при $t = 0$ частица находилась в точке x_0 , y_0 и z_0 и имела ком-

полюсы скорости v_x , v_y , v_z . Решения уравнений (1) с указанными начальными условиями суть

$$\begin{aligned} y &= y_0 + R[\cos \alpha - \cos(\omega t + \alpha)], \\ z &= R[\sin(\omega t + \alpha) - \sin \alpha], \\ x &= x_0 + v_x \cdot t, \end{aligned} \quad (2)$$

где $R = \frac{1}{\omega} \sqrt{v_y^2 + v_z^2} = \frac{1}{eH} \sqrt{p_y^2 + p_z^2}$ — радиус кривизны траектории частиц в магнитном поле, p_x , p_y и p_z — компоненты импульса частиц при $t=0$,

$$\alpha = \arcsin \frac{p_y}{\sqrt{p_y^2 + p_z^2}}. \quad (3)$$

Под импульсом частицы здесь подразумевается обычный импульс, умноженный на скорость света.

Из уравнений (2), исключая время, находим

$$\begin{aligned} x &= x_0 + \frac{p_x}{eH} \left[\arcsin \left(\sin \alpha + \frac{z}{R} \right) - \alpha \right], \\ y &= y_0 - R \left[\sqrt{1 - \left(\sin \alpha + \frac{z}{R} \right)^2} - \cos \alpha \right], \\ t &= \frac{1}{\omega} \left[\arcsin \left(\sin \alpha + \frac{z}{R} \right) - \alpha \right]. \end{aligned} \quad (4)$$

Для простоты рассмотрим частицы определенного заряда, а именно такие, которые в магнитном поле вращаются против часовой стрелки, если смотреть вдоль положительного направления оси X . Это будет иметь место для частиц положительного заряда, так что $\omega = \frac{eH}{E} > 0$.

Так как вероятность регистрации частиц не зависит от знака их заряда, то полученные формулы в равной мере будут относиться и к частицам противоположного заряда, которые в магнитном поле вращаются по часовой стрелке.

Пока предположим, что частицы, падающие на каждый ряд координатных счетчиков, регистрируются с вероятностью достоверного события. Тогда нахождение вероятности регистрации сводится к вычислению вероятности события одновременного прохождения заряженных частиц через ряды координатных счетчиков, расположенных соответственно на плоскостях $z=0$ (верхняя граница поля) и $z=l$ (нижняя граница поля). Здесь мы имеем дело с двумя независимыми событиями. Первое из них состоит в незадевании частицы полюсов магнита или, точнее, горцовых счетчиков. Вероятность этого события обозначим w_1 и будем называть вероятностью регистрации по оси X . Второе событие состоит в том, чтобы частица при ее движении от

плоскости $z=0$ к плоскости $z=l$ не выходила из поля. Вероятности этого события обозначим w_2 и будем называть вероятностью регистрации по оси Y . Таким образом, вероятность регистрации частицы равна произведению $w_1 \cdot w_2$, и задача сводится к вычислению функций w_1 и w_2 .

Как уже говорилось, одним из необходимых условий регистрации частицы является ее незадевание полюсов магнита. Это условие однозначно выражается неравенствами

$$0 \leq x_0 \leq a \quad \text{и} \quad 0 \leq x(\tau) \leq a, \quad (5)$$

где $x(\tau)$ — координата частицы при выходе из поля

$$x(\tau) = x_0 + v_x \tau,$$

а τ — время пролета частицы через поле

$$\begin{aligned} \tau &= \frac{1}{\omega} \left[\arcsin \left(\sin \alpha + \frac{l}{R} \right) - \alpha \right] = \\ &= \frac{1}{\omega} \arcsin \frac{p_x (p_y + eHl) - p_y \sqrt{p_x^2 - 2eHl p_y - e^2 H^2 l^2}}{p_y^2 + p_z^2}. \end{aligned} \quad (6)$$

В магнитных спектрометрах, применяемых в экспериментах с космическими лучами, расстояние a между полюсами обычно значительно меньше высоты l полюсов магнита. Поэтому для всех регистрируемых частиц $p_x^2 \ll p_y^2 + p_z^2$ и, следовательно, $p_y^2 + p_z^2 \approx p^2$. При выполнении этого условия формулу (6) можно переписать так:

$$\tau = \frac{1}{\omega} \arcsin \frac{p_x (p_y + eHl) - p_y \sqrt{p^2 - (p_y + eHl)^2}}{p^2}. \quad (6')$$

При $v_x > 0$ из требования одновременного выполнения условий (5) следует

$$0 \leq x_0 \leq a - v_x \tau > 0, \quad (7)$$

При $v_x < 0$ из (5) следует

$$|v_x| \tau \leq x_0 \leq a. \quad (7')$$

Таким образом, чтобы частица при движении нигде не задевала полюса магнита, необходимо и достаточно, чтобы координата x_0 удовлетворяла неравенствам (7) и (7'). Эти ограничения утверждают одно и то же, а именно, что от всей длины a верхнего ряда счетчиков эффективна в смысле регистрации частиц только ее часть, равная $a - |v_x| \cdot \tau$. При попадании частиц на остальную часть длины счетчиков, равную $|v_x| \cdot \tau$, они ударяются о полюса магнита, не доходя до нижнего ряда координатных счетчиков, и поэтому не регистрируются установкой. Таким образом, вероятность регистрации w_1 по направле-

нию оси x равна отношению эффективной длины счетчиков $a - v_x |\tau|$ к их полной длине a

$$w_1 = 1 - \frac{c\tau |p_x|}{aE} \quad (8)$$

Отсюда видно, что для регистрируемых частиц p_x может изменяться в пределах

$$-\frac{aE}{c\tau} \leq p_x \leq \frac{aE}{c\tau} \quad (9)$$

Перейдем к рассмотрению условий регистрации частиц в плоскости YOZ . На фиг. 2 изображены типичные траектории частиц в магнитном поле, вращающихся против часовой стрелки. У всех кривых радиус кривизны один и тот же. В случаях δ) и ϵ) координата y , при значениях z , находящихся в интервале $0 \leq z \leq l$, имеет минимум (для частиц обратного знака заряда, наоборот, y имеет максимум). В случае δ) минимум координаты y имеет место при $\frac{l}{2} \leq z \leq l$, а в случае

ϵ) — при $0 \leq z \leq \frac{l}{2}$. В случае α) частица падает на установку справа от вертикали и с возрастанием z координата y монотонно убывает. Наконец, в случае z) частица падает на установку слева от вертикали и с возрастанием z координата y монотонно растет. Во всех этих случаях рассматривается поток частиц с параллельными проекциями траекторий на плоскость YOZ .

В случае δ) от всей ширины координатного ряда счетчиков OA работает лишь отрезок EA , который равен минимальному значению y для проекции траектории, проходящей через точку A с координатами $y=b, z=0$. Для уравнения проекции этой кривой из (4) имеем

$$y = b - R \left[\sqrt{1 - \left(\sin z + \frac{z}{R} \right)^2} - \cos z \right].$$

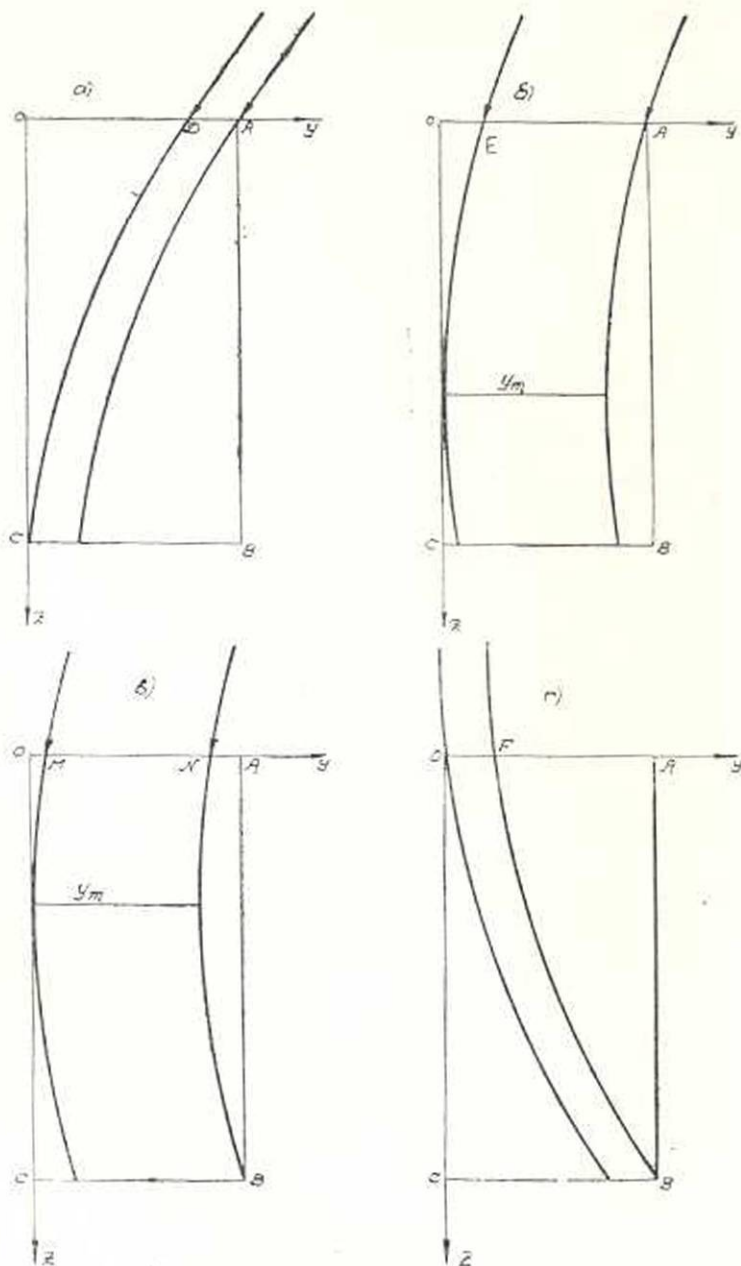
Отсюда находим, что при значениях z , равных

$$z_m = -R \sin z = -\frac{p_y}{eH} \quad (10)$$

y имеет минимум, равный $y_m = b - R(1 - \cos z)$. Частицы, падающие на отрезок OE , не будут регистрироваться, поэтому отношение $y_m = EA$ к полной ширине $OA = b$ есть вероятность регистрации w_2 для рассматриваемых типов траекторий частиц

$$w_2 = 1 - \frac{R}{b} (1 - \cos z) \approx 1 - \frac{p - p_z}{eHb}.$$

Эта формула верна только для тех случаев, когда $\frac{l}{2} \leq z_m \leq l$, что вместе с (10) дает



Фиг. 2. Типичные проекции траекторий на плоскость YOZ для регистрируемых частиц.

$$-e/H \leq p_y \leq -\frac{1}{2} e/H. \quad (12)$$

Итак, вероятность w_2 в области значений p_y , указанной в (12), выражается формулой (11).

Для дальнейшего необходимо определить также область допустим-

ных значений p_y при заданном импульсе p . Однако мы предпочитаем этот вопрос рассмотреть после изучения всех четырех случаев.

В случае а) от всего пучка параллельных частиц, падающих на весь ряд счетчиков, установка выделяет и регистрирует только его часть, охватывающую отрезок DA, тогда как частицы, падающие на отрезок OD, не регистрируются. Длина отрезка DA равна разности координат проекций траекторий частиц на плоскость YOZ, проходящих через точки A($y=b, z=0$) и C($y=0, z=l$). Из (4) находим

$$DA = b - R \left[\sqrt{1 - \left(\sin \alpha + \frac{l}{R} \right)^2} - \cos \alpha \right] = \\ = b - \frac{1}{eH} \left[\sqrt{p_z^2 - 2eHlp_y - e^2H^2l^2} - p_z \right].$$

Отношение длины отрезков DA и OA дает вероятность w_2 для рассматриваемых типов траекторий частиц.

$$w_2 = 1 - \frac{\sqrt{p_z^2 - 2eHlp_y - e^2H^2l^2} - p_z}{eHb} \approx 1 - \frac{\sqrt{p^2 - (p_y + eHl)^2} - p_z}{eHb}. \quad (13)$$

Чтобы найти область применения полученной формулы, представим, что однородное поле занимает все полупространство ниже плоскости $z=b$. Тогда в рассматриваемом случае y имел бы минимум при

$$z_m = \frac{p_y}{eH} \gg l. \text{ Следовательно, формула (13) верна лишь при}$$

$$p_y \leq -eHl.$$

Компонента импульса p_y снизу также ограничена. Ее нижняя граница определяется из требования $w_2 \geq 0$, которое дает $p_y \geq -0,5eHl - \gamma$, где

$$\gamma = b \sqrt{\frac{p^2}{l^2 + b^2} - \frac{1}{4}e^2H^2}. \quad (14)$$

При получении этого условия предполагалось $\sqrt{p_y^2 + p_z^2} \approx p$. Таким образом, область допустимых значений p_y в формуле (13) определяется неравенством

$$-0,5eHl - \gamma \leq p_y \leq -eHl. \quad (15)$$

В случае б) для всего пучка частиц, падающих на первый ряд координатных счетчиков под заданным углом α , от всей ширины OA этого ряда действует только часть ее, а именно отрезок MN. Длина этого отрезка равна минимальному значению y , принадлежащему проекции траектории, проходящей через точку B($y=b, z=l$). Для этой кривой из (4) имеем

$$y = b + R \left[\sqrt{1 - \left(\sin \alpha + \frac{l}{R} \right)^2} - \sqrt{1 - \left(\sin \alpha + \frac{z}{R} \right)^2} \right].$$

Отсюда получаем, что при

$$z_m = -R \sin \alpha = -\frac{p_y}{eH} \quad (10)$$

у имеет минимум, равный $y_m = b - R \left[1 - \sqrt{1 - \left(\sin \alpha + \frac{l}{R} \right)^2} \right]$. Отношение $y_m = MN$ и АО дает вероятность w_2

$$w_2 = 1 - \frac{p - \sqrt{p^2 - (p_y + eHl)^2}}{eHb} \quad (16)$$

Эта формула относится к случаям, когда $0 \leq z_m \leq \frac{1}{2}l$, поэтому она верна лишь для p_y , принадлежащих к области

$$-0,5 eHl \leq p_y \leq 0. \quad (17)$$

В случае 2) регистрируются только частицы, падающие на отрезок OF, длина которого равна разности координат у, принадлежащих траекториям частиц, проходящих через точки с координатами $y = b, z = l$ и $y = z = 0$. Из (4) получаем:

$$OF = b - R \left[\cos \alpha - \sqrt{1 - \left(\sin \alpha + \frac{l}{R} \right)^2} \right].$$

Отсюда вероятность w_2 для рассматриваемых типов траекторий равна

$$w_2 = 1 - \frac{R}{b} \left[\cos \alpha - \sqrt{1 - \left(\sin \alpha + \frac{l}{R} \right)^2} \right] \approx 1 - \frac{p - \sqrt{p^2 - (p_y + eHl)^2}}{eHb} \quad (18)$$

Случай 2) получается из 1) непрерывным возрастанием угла $\alpha = \arcsin \frac{p_y}{\sqrt{p_y^2 + p_z^2}}$, поэтому, имея в виду (17), приходим к заключению, что формула (18) относится к случаям $p_y \geq 0$. Верхняя граница допустимых значений p_y определяется из условия $w_2 > 0$, которое дает $p_y \leq -0,5 eHl + \gamma$. Следовательно, формула (18) относится к значениям p_y , находящимся в интервале

$$0 \leq p_y \leq -0,5 eHl + \gamma. \quad (19)$$

Итак, сопоставляя все четыре случая и учитывая формулы (15) и (19), приходим к заключению, что при импульсах $p \geq eH \frac{b^2 + l^2}{2b}$ для регистрируемых частиц допустимые значения p_y находятся в интервале

$$-0,5 eHl - \gamma \leq p_y \leq -0,5 eHl + \gamma, \quad (20)$$

причем в разных интервалах значений p_y , указанных в (15), (12), (17)

и (19), вероятность w_2 выражается соответственно формулами (13), (11), (16) и (18), которые при переходе из одного интервала к другому плавно переходят одна в другую. Наоборот, при импульсах $p \leq eH \frac{b^2 + l^2}{2b}$ встречаются только случаи б) и в). Тогда область допустимых значений p_y при заданном p определяется из условия $y_m \geq 0$ (т. е. $w_2 \geq 0$), смысл которого становится ясным, если мы обратимся к фиг. 2 и рассмотрим предельные траектории с $y_m = 0$. Применение этого условия к случаю б) дает

$$p_y \geq -eHb \sqrt{\frac{2p}{eHb} - 1},$$

а в случае в) оно дает

$$p_y \leq -eHl + eHb \sqrt{\frac{2p}{eHb} - 1}.$$

Таким образом, при импульсах $p \leq eH \frac{b^2 + l^2}{2b}$ проекция импульса p_y для регистрируемых частиц может находиться в интервале

$$-eHb \sqrt{\frac{2p}{eHb} - 1} \leq p_y \leq -eHl + eHb \sqrt{\frac{2p}{eHb} - 1}, \quad (21)$$

причем в интервале

$$-eHb \sqrt{\frac{2p}{eHb} - 1} \leq p_y \leq -\frac{1}{2} eHl$$

вероятность w_2 выражается формулой (11), а в интервале

$$-\frac{1}{2} eHl \leq p_y \leq -eHl + eHb \sqrt{\frac{2p}{eHb} - 1}$$

формулой (16).

При импульсах ниже определенного минимального $p_{\min}$ траектории частиц искривляются в магнитном поле настолько сильно, что частицы выходят из поля, не успев дойти до нижнего ряда координатных счетчиков. Этот импульс соответствует проекции траектории частицы, проходящей через точки А и В и касающейся оси Z в точке $y=0, z=0,5 l$ (см. фиг. 2). Однако величина $p_{\min}$ проще всего получается из (21), если в нем ширину области изменений переменной p_y устремить к нулю. Итак, приравнявая выражения, стоящие в обеих частях неравенства (21), получим

$$p_{\min} = 0,5eHl \left(\frac{l}{4b} + \frac{b}{l} \right). \quad (22)$$

Следовательно, частицы с импульсами $p \leq p_{\min}$ вообще не могут регистрироваться установкой.

Теперь мы можем определить вероятность регистрации частиц w . Она равна произведению вероятностей w_1 и w_2 ,

$$w = w_1 \cdot w_2. \quad (23)$$

w является дифференциальной вероятностью регистрации частиц, так как она относится к заданному направлению движения частиц и заданному значению импульса p .

Произведение величин вероятности w и площади $a \cdot b$ координатного ряда счетчиков называется светосилой магнитного спектрометра

$$s = abw. \quad (23')$$

При больших импульсах частиц, когда выполняется условие

$$p_z \gg e\hbar H, \quad (24)$$

влиянием магнитного поля на движение заряженных частиц можно пренебречь и тогда формула (23) примет простой вид

$$w = \left(1 - \frac{l}{a} \cdot \frac{|p_x|}{p_z}\right) \left(1 - \frac{l}{b} \cdot \frac{|p_y|}{p_z}\right). \quad (25)$$

Здесь первый множитель получен из (8), а второй — из (18) или из (13) путем предельного перехода $\omega \rightarrow 0$. Формула (25) одновременно представляет собою вероятность регистрации для незаряженных частиц, если счетчики Гейгера—Мюллера заменены соответствующими счетчиками, регистрирующими нейтральные частицы.

2. *Определение импульсного спектра и углового распределения частиц.* Знание вероятности (23) позволяет определить истинное распределение частиц по их импульсам и направлениям движения по наблюдаемому в эксперименте распределению. Пусть $i(p, \theta, \varphi) dp \sin \theta d\theta d\varphi$ есть истинное распределение частиц по их импульсам и направлениям движения, а $F(p, \theta, \varphi) dp \sin \theta d\theta d\varphi$ — то же самое наблюдаемое на опыте; тогда имеем

$$i(p, \theta, \varphi) = \frac{F(p, \theta, \varphi)}{w(p, \theta, \varphi)}, \quad (26)$$

где θ и φ — зенитный и азимутальный углы, а $w(p, \theta, \varphi)$ — вероятность (23), выраженная в сферических координатах $p_x = p \sin \theta \cos \varphi$, $p_y = p \sin \theta \sin \varphi$ и $p_z = p \cos \theta$.

Интегрируя (27) по всем дозволенным направлениям движения частиц, находим импульсный спектр частиц

$$N(p) dp = dp \int \int \frac{F(p, \theta, \varphi)}{w(p, \theta, \varphi)} \sin \theta d\theta d\varphi, \quad (27)$$

где $\Omega(p)$ — телесный угол пучка частиц, доступных к регистрации. Из (9), (20) и (21) непосредственно следует, что этот телесный угол является функцией импульса частиц. При импульсе $p = p_{\min}$, где $p_{\min}$ определяется формулой (22), телесный угол пучка частиц, которые могут попасть в прибор, равен нулю: $\Omega(p_{\min}) = 0$. С возрастанием импульса частиц $\Omega(p)$ растет и при $p \gg eHl$, когда влиянием магнитного поля на движение частиц можно пренебречь, телесный угол достигает своего максимального значения, равного при $a \ll l$

$$\Omega_0 \approx \frac{2a(\sqrt{b^2 + l^2} - l)}{bl} \quad (28)$$

(см. формулу (37)).

Если нас интересует не импульсный спектр частиц, а угловое распределение потока этих частиц с импульсами больше заданного p , то (26) нужно интегрировать по p

$$\Phi_p(\theta, \varphi) = \int_p^\infty \frac{F(p, \theta, \varphi)}{w(p, \theta, \varphi)} dp. \quad (29)$$

3. Полная вероятность регистрации частиц. Если магнитный спектрометр приспособлен для измерения импульсного спектра вертикального потока заряженных частиц (что достигается выбором размеров поля a и b , в несколько раз меньшими по сравнению с высотой полюсов l), то представляет интерес не дифференциальная вероятность (23), а полная вероятность регистрации частиц с заданным абсолютным значением импульса p . Для этой вероятности введем обозначение $w_a(p)$. Далее, пусть для заданного p угловое распределение частиц, падающих на установку, описывается функцией $f(p, \theta, \varphi)$. Предположим, что эта функция нормирована к единице, т. е. $f(p, \theta, \varphi) \sin \theta d\theta d\varphi$ есть вероятность движения частицы с импульсом p внутри элемента телесного угла $\sin \theta d\theta d\varphi$. С другой стороны, частица, движущаяся в заданном направлении, регистрируется с вероятностью $w(p, \theta, \varphi)$, определяемой формулой (23). Итак, вероятность того, что частица будет двигаться внутри элемента телесного угла $\sin \theta d\theta d\varphi$ и будет регистрироваться, равна

$$dw(p, \theta, \varphi) = w(p, \theta, \varphi) f(p, \theta, \varphi) \sin \theta d\theta d\varphi. \quad (30)$$

Интегрируя (30) по телесному углу $\Omega(p)$, т. е. по всем дозволенным направлениям регистрации частиц, находим полную вероятность регистрации $w_a(p) = \iint_{\Omega(p)} w(p, \theta, \varphi) f(p, \theta, \varphi) \sin \theta d\theta d\varphi$. Следует отметить,

что в случае $a \ll l$ и $b \ll l$ телесный угол $\Omega(p)$ мал, вследствие чего функция $f(p, \theta, \varphi)$ внутри этой области интегрирования практически не изменяется и может быть принята за постоянную. Наоборот, $w(p, \theta, \varphi)$ внутри области интегрирования $\Omega(p)$ изменяется в пределах от нуля до единицы, т. е. быстро.

В целях удобства интегрирования от угловых координат θ и φ перейдем к переменным p_x и p_y (абсолютное значение импульса считается заданным).

Итак, произведя в (30) замену переменных $p_x = p \sin \theta \cos \varphi$ и $p_y = p \sin \theta \sin \varphi$, получаем

$$dw(p, p_x, p_y) = w(p, p_x, p_y) F(p, p_x, p_y) \frac{dp_x dp_y}{p \sqrt{p^2 - p_x^2 - p_y^2}},$$

где $F(p, p_x, p_y)$ — функция углового распределения $i(p, \theta, \varphi)$ в новых переменных. Полная вероятность регистрации для частиц заданного импульса p равна

$$w_n = \frac{1}{p} \int_{p_y}^{p_y^*} dp_y \int_{p_x}^{p_x^*} \frac{w_1(p, p_x, p_y) w_2(p, p_x, p_y) F(p, p_x, p_y)}{\sqrt{p^2 - p_x^2 - p_y^2}} dp_x, \quad (31)$$

где вероятность w по формуле (23) заменена через $w_1 \cdot w_2$. Выясним пределы интегрирования. Сначала рассмотрим интегрирование по p_x . Из (9) имеем $p_x^* = p_x = \beta$, где β — максимально допустимое значение переменной p_x . Оно определяется из трансцендентного уравнения

$$\beta \arcsin \frac{(p_y + eHl) \sqrt{p^2 - \beta^2 - p_y^2} - p_y \sqrt{p^2 - (p_y + eHl)^2}}{p^2} = eHl. \quad (32)$$

Это уравнение непосредственно вытекает из (6) и (9). При $a \ll l$ величиной β в аргументе $\arcsin$ можно будет пренебречь, и вопрос нахождения неизвестной β упрощается.

Перейдем к определению пределов интегрирования по p_y . При $p \gg eH \frac{b^2 + l^2}{2b}$, согласно (20), имеем

$$p_y^* = -0.5 eHl - \gamma, \quad p_y^* = -0.5 eHl + \gamma, \quad (33)$$

где γ определяется формулой (14). В этом случае необходимо отличить четыре области значений p_y , а именно: $-0.5 eHl - \gamma \leq p_y \leq -eHl$, $-eHl \leq p_y \leq -0.5 eHl$, $-0.5 eHl \leq p_y \leq 0$ и $0 \leq p_y \leq -0.5 eHl + \gamma$, в которых вероятность w_2 соответственно выражается формулами (11), (13), (16) и (18). Наоборот, при $p \leq eH \frac{b^2 + l^2}{2b}$

вероятность w_2 определяется только формулами (11) и (16). Тогда интервал возможных значений p_y определяется формулой (21), согласно которой

$$p_y^* = -eHl \sqrt{\frac{2p}{eHb} - 1}, \quad p_y^* = -eHl + eHb \sqrt{\frac{2p}{eHb} - 1}, \quad (34)$$

причем в области

$$-eHb \sqrt{\frac{2p}{eHb} - 1} \leq p_y \leq -0,5 eHl$$

вероятность w_2 определяется формулой (11), а в области

$$-0,5 eHl \leq p_y \leq -eHl + eHb \sqrt{\frac{2p}{eHb} - 1}$$

она определяется формулой (16).

При больших импульсах частиц $p_z \gg eHl$, согласно (25), полная вероятность w_n равна

$$w_n = \frac{4}{p} \int_0^{p_y^{(m)}} dp_y \int_0^{p_x^{(m)}} \left(1 - \frac{l p_x}{a \sqrt{p^2 - p_x^2 - p_y^2}} \right) \left(1 - \frac{l p_y}{b \sqrt{p^2 - p_x^2 - p_y^2}} \right) \times \\ \times \frac{F(p, p_x, p_y) dp_x}{\sqrt{p^2 - p_x^2 - p_y^2}}, \quad (35)$$

где пределы интегрирования равны

$$p_x^{(m)} = a \sqrt{\frac{p^2 - p_y^2}{a^2 + l^2}} \approx \frac{a}{l} \sqrt{p^2 - p_y^2}, \\ p_y^{(m)} = b \sqrt{\frac{p^2 - p_x^2}{b^2 + l^2}} \approx \frac{bp}{\sqrt{b^2 + l^2}}. \quad (36)$$

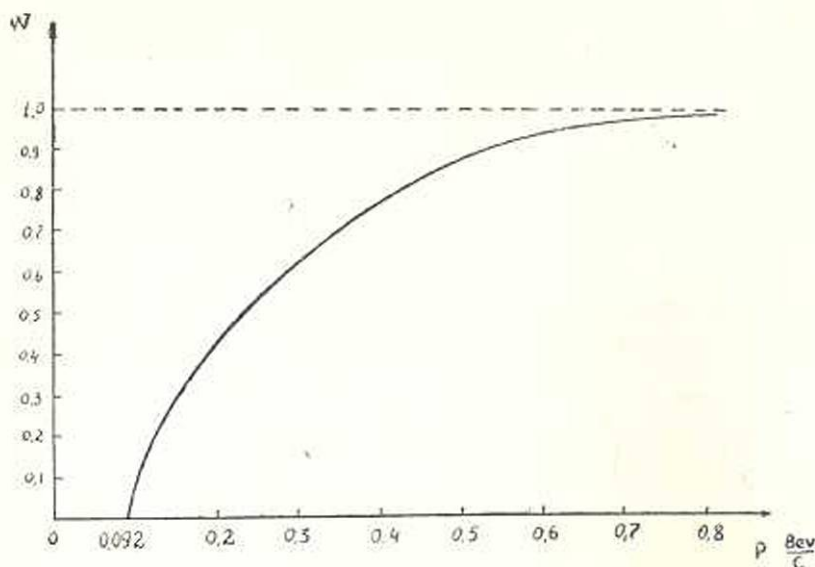
Для действующих в настоящее время магнитных спектрометров телесный угол, охватываемый прибором, мал и практически всегда имеем дело с вертикальным потоком частиц. Внутри этого телесного угла функция углового распределения $F(p, p_x, p_y)$ почти не меняется, и излучение можно считать изотропным. Так, в случае (35), предполагая $F(p, p_x, p_y) = \text{const}$, находим

$$w_n \approx \text{const} \cdot \frac{2a(\sqrt{b^2 + l^2} - l)}{b \cdot l}. \quad (37)$$

Значение const определяется из условия нормировки. Удобно вероятность (31) перенормировать так, чтобы $w_n = 1$

$$\text{при } p \gg eHl,$$

Чтобы вычисление полной вероятности w_n довести до конца, необходимо знать функцию углового распределения частиц. Если функция $F(p, p_x, p_y)$, а также размеры поля a , b и l заданы, то интегрирование (31) не представляет трудностей и может быть выполнено численно.



Фиг. 3. Кривая зависимости полной вероятности w_n от импульса частиц для установки с параметрами $a=8$ см, $b=17,8$ см, $l=69$ см и $H=7200$ эрстед.

На фиг. 3 приведена кривая вероятности $w_n(p)$ для установки с параметрами $a=8$ см, $b=17,8$ см, $l=69$ см и $H=7200$ эрстед. Формула (31) имеет простой геометрический смысл. В подынтегральном выражении в ней элемент телесного угла $\sin \theta d\theta d\varphi = \frac{dp_x}{p \cdot p_e}$ умножен на вероятность регистрации $F(p, p_x, p_y)$ $w_1(p, p_x, p_y)$ $w_2(p, p_x, p_y)$ и интегрирован по всем дозволенным направлениям регистрации. Следовательно (31) фактически представляет собою усредненный по точкам плоскости нижнего ряда координатных счетчиков телесный угол установки. Отсюда следует, что если в (37) положить $\cos \theta = 1$, то полученное выражение представит собою геометрический телесный угол прибора ($H=0$), усредненный по точкам плоскости нижнего ряда координатных счетчиков. Таким образом, светосила установки представляет собою произведение величины телесного угла установки $\Omega(p)$ на площадь нижнего ряда координатных счетчиков $s=ab$.

В (31) не учтена эффективность координатного ряда счетчиков. Счетчики могут не фиксировать часть проходящих через них частиц, если между ними имеются щели и эффективность регистрации каждого счетчика не равна 100%. Поэтому, вообще говоря, (31) не есть полная вероятность регистрации частиц прибором. Для получения этой полной вероятности регистрации необходимо (31) умножить на вероятность регистрации, характеризующую всю систему счетчиков. Вопросы, связанные с эффективностью регистрирующей системы магнитного спектрометра, исследованы в работе [1]. Их рассмотрение возможно и имеет смысл только для определенной установки.

В заключение выражаю благодарность Н. М. Кочаряну и Г. М. Гарибяну за ценное обсуждение этой работы.

Физический институт
АН Армянской ССР

Л И Т Е Р А Т У Р А

Кочарян Н. М., Кайтмазов С. Д. Известия АН Армянской ССР (серия ФМЕТ наук), т. VII, № 2, 1954.

Գ. Ս. Սահակյան

ՄԱԳՆԻՍԱԿԱՆ ՍՊԵԿՏՐՈՍԿՈՒՊԻԻ ԼՈՒՍԱՌԻԺԻ ՄԱՍԻՆ

Ա Մ Փ Ո Փ Ո Ւ Մ

Հաղվածում առաջարկվում է մագնիտական սպեկտրոսկոպի լուսառժի հաշվման բնականուր մեթոդ:

Լուսառժի հաշվում է հաշվիչների կոորդինատային շարքի մակերևույթի վրա բնկնող լիցքավորված մասնիկների զրանցման հավանականության արտադրյալը: Մասնիկների զրանցման հավանականությունն արտահայտվում է (31) ֆորմուլայով: Նա մի մեծություն է, որը ուղիղ համեմատական է զրանցվող մասնիկների միջին մարմնային անկյունը: Այդ Q մարմնային անկյունը հանդիսանում է ֆունկցիա մասնիկների p իմպուլսից: Որոշ միևնույն իմպուլսի դեպքում (առաջին ֆորմուլա 22), որը որոշվում է մագնիտական դաշտի լարվածությամբ և հափերով, $Q=0$: Մասնիկների իմպուլսի մեծացման հետ Q -ն մեծանում է և այնպիսի իմպուլսների դեպքում, երբ մասնիկների արտակարգիաների շեղումը մագնիտական դաշտում գտնում է աննշան, ձգտում է իր սահմանային արժեքին, որը որոշվում է (28) ֆորմուլայով: (31) ֆորմուլայի մեջ մանր ինտեգրման սահմանները որոշվում են արտացենդենտ հավասարումներից:

Մանրամասն հետազոտված է այն դեպքը, երբ մագնիսի բևեռների բարձրությունը շատ մեծ է նրանց միջև եղած հեռավորությունից: Այս դեպքում ինտեգրման սահմանների որոշումը պարզեցվում է: