

Номограммы для расчета кинематических элементов ядерных реакций с выходом двух частиц

Г. Н. Потетюко

В работе [1] получена номограмма из выравненных точек для системы уравнений

$$\operatorname{ctg} \vartheta_1 = \frac{Q_1 + \cos \vartheta}{\sin \vartheta}; \quad \operatorname{ctg} \vartheta_2 = \frac{Q_2 - \cos \vartheta}{\sin \vartheta}, \quad (1)$$

определяющей зависимость между углами вылета продуктов ядерной реакции вида $I + II = 1 + 2$. Входящие в уравнения (1) величины $Q_{1(2)}$ представляют собой отношение скорости системы центра масс к скорости частицы (продукта реакции) в системе центра масс. Формулы, выражающие $Q_{1(2)}$ через массы участвующих в реакции частиц и энергию налетающих частиц, даны в книге А. М. Балдина и др. [2]. Приведенные в работе [1] преобразования в принципе позволяют построить рабочие номограммы, охватывающие весь интервал изменения углов ϑ_1 и ϑ_2 . Однако эти преобразования довольно сложны, что в значительной степени затрудняет практическое номографирование системы (1). Поэтому возникает необходимость найти более простые пути построения рабочих номограмм.

Уравнения шкал номограммы системы (1), полученные в работе [1], имеют вид

$$\begin{aligned} x_1 = 0; \quad y_1 = Q_{1(2)}; \quad x_2 = 1; \quad y_2 = \operatorname{ctg} \vartheta_{1(2)}; \\ x_3 = \frac{\sin \vartheta}{\sin \vartheta - 1}; \quad y_3 = \frac{\mp \cos \vartheta}{\sin \vartheta - 1}. \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь и в дальнейшем верхний знак перед $\cos \vartheta$ в выражении для y_3 соответствует первому уравнению в системе (1), а нижний — второму.

Составная номограмма (см. [1] рис. 2) имеет следующую особенность: значения ϑ , лежащие в интервале $0 < \vartheta < \pi$ и соответствующие физическим решениям при $Q_1 < 1$, находятся на участке параболы, расположенном слева от оси ординат и имеющем бесконечно удаленную точку, что не позволяет использовать эту номограмму в качестве рабочей. Этот недостаток устраняется преобразованием

$$x' = \frac{x}{2x-1}; \quad y' = \frac{y}{2x-1}. \quad (3)$$

Тогда уравнения шкал номограммы примут вид

$$\begin{aligned} x'_1 = 0; \quad y'_1 = -Q_{1(2)}; \quad x'_2 = 1; \quad y'_2 = \operatorname{ctg} \vartheta_{1(2)}; \\ x'_3 = \frac{\sin \vartheta}{\sin \vartheta + 1}; \quad y'_3 = \frac{\mp \cos \vartheta}{\sin \vartheta + 1}. \end{aligned} \quad (4)$$

Из уравнений (4) видно, что преобразование (3) не изменяет вида носителей шкал номограммы, а производит лишь следующие изменения. На участке параболы, расположенном справа от оси ординат, находятся значения $0 < \vartheta < \pi$; шкалы Q_1 и Q_2 меняются местами, не изменяя своего вида; шкалы углов $\vartheta_{1(2)}$ остаются без изменения. Составная номограмма принимает вид, показанный на рис. 1, а. При ее практическом построении наибольшее затруднение вызывает градуировка шкалы ϑ . По этому поводу заметим следующее. Шкалу ϑ лучше всего наносить на заранее вычерченную параболу по тангенсам, используя отношение $x'_3/y'_3 = \mp \operatorname{tg} \vartheta$. (Более подробно об этом методе построения шкал см., например, в работе [3].) Весьма существенным недостатком построенной номограммы является наличие бесконечно удаленной точки на шкале углов $\vartheta_{1(2)}$, что не позволяет охватить довольно большой интервал углов вблизи $\vartheta_{1(2)} = 0$ и $\vartheta_{1(2)} = \pi$.

Мы разобрали случай, когда масштабы шкал $Q_{1(2)}$ и $\operatorname{ctg} \vartheta_{1(2)}$ одинаковы. Рассмотрим теперь более общий случай, когда эти масштабы не одинаковы. При этом уравнения шкал номограммы имеют вид:

$$\begin{aligned} x_1 = 0; \quad y_1 = \mu_1 Q_{1(2)}; \quad x_2 = d; \quad y_2 = -\mu_2 \operatorname{ctg} \vartheta_{1(2)}; \\ x_3 = \frac{d \sin \vartheta}{\sin \vartheta + \mu}; \quad y_3 = \frac{\mp \mu_2 \cos \vartheta}{\sin \vartheta + \mu}. \end{aligned} \quad (5)$$

Здесь μ_1 и μ_2 — масштабы шкал $Q_{1(2)}$ и $\operatorname{ctg} \vartheta_{1(2)}$; $\mu = \frac{\mu_2}{\mu_1}$.

Первые две шкалы — параллельные прямые, расстояние между которыми равно d . Носитель третьей шкалы — кривая второго порядка

$$(\mu_1^2 - \mu_2^2) x^2 - d^2 y^2 - 2d\mu_1^2 x + \mu_1^2 d^2 = 0. \quad (6)$$

При $\mu > 1$, т. е. при $\mu_2 > \mu_1$, кривая (6) — эллипс, при $\mu < 1$ — гипербола, при $\mu = 1$ — парабола. Наибольший интерес (кроме рассмотренного выше случая $\mu = 1$) представляет случай $\mu < 1$, когда шкала $\operatorname{ctg} \vartheta_{1(2)}$ более сжата по сравнению со шкалой $Q_{1(2)}$. Это обстоятельство позволяет сузить интервал углов $\vartheta_{1(2)}$, не охватываемый номограммой (4). Уравнение гиперболы имеет вид

$$\left(x - \frac{d\mu_1^2}{\mu_1^2 - \mu_2^2} \right)^2 - \frac{y^2}{\frac{\mu_1^2 \mu_2^2 d^2}{(\mu_1^2 - \mu_2^2)^2} - \frac{\mu_1^2 \mu_2^2}{\mu_1^2 - \mu_2^2}} = 1. \quad (7)$$

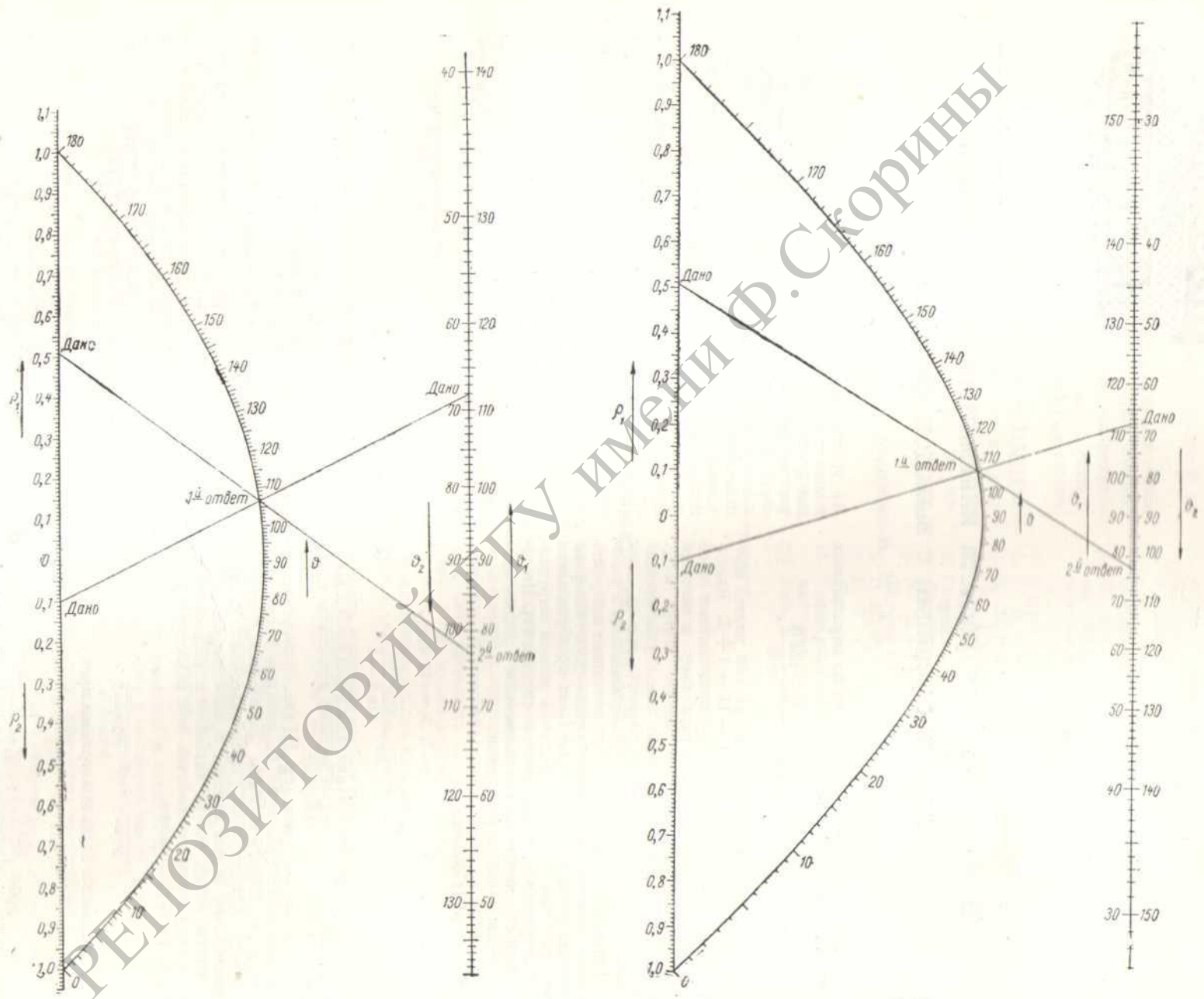


Рис. 1. Составная номограмма из выравненных точек системы уравнений (1):
 а — масштабы шкал $q_1(z)$ и $\text{ctg } \varphi_1(z)$ одинаковы; б — масштаб шкалы $\text{ctg } \varphi_1(z)$ в два раза меньше масштаба шкалы $q_1(z)$.

Значения $0 < \vartheta < \pi$ находятся на участке гиперболы, расположенном между шкалами $\vartheta_{1(2)}$ и $\vartheta_{1(2)}''$. Величина интервала углов ϑ_1 и ϑ_2 , не охватываемого номограммой, зависит от отношения μ_1/μ_2 и уменьшается при

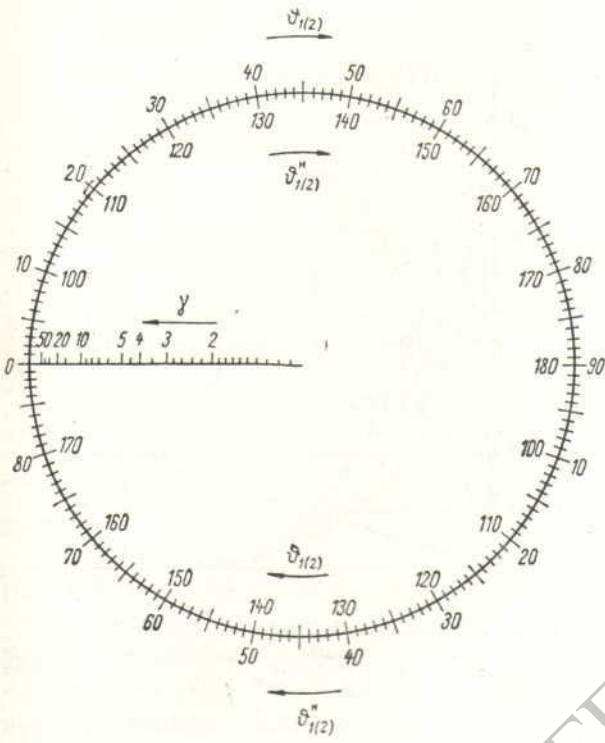


Рис. 2. Номограмма из выравненных точек для уравнения (9). Правило пользования номограммой: найдя на соответствующих шкалах две заданные величины, провести через них прямую; пересечение проведенной прямой с третьей шкалой определит ответ.

возрастании отношения μ_1/μ_2 . Составная номограмма при $\frac{\mu_1}{\mu_2} = 2$ представлена на рис. 1, б.

В релятивистском случае система (1) принимает вид

$$\frac{1}{\gamma} \operatorname{ctg} \vartheta_1 = \frac{Q_1 + \cos \vartheta}{\sin \vartheta}; \quad \frac{1}{\gamma} \operatorname{ctg} \vartheta_2 = \frac{Q_2 - \cos \vartheta}{\sin \vartheta}. \quad (8)$$

Введя при помощи равенства

$$\operatorname{ctg} \vartheta_{1(2)} = \gamma \operatorname{ctg} \vartheta_{1(2)}'' \quad (9)$$

номографические углы $\vartheta_{1(2)}''$ (в отличие от лабораторных углов $\vartheta_{1(2)}$), приводим систему (8) к виду (1). Для перевода углов из лабораторных в номографические и наоборот необходимо построить вспомогательную номограмму. Заметим, что уравнение (9) представляет собой уравнение третьего номографического порядка и записано в первой канонической форме. Наиболее удобной для этого уравнения является номограмма второго жанра со следующими уравнениями ее шкал:

$$\left. \begin{aligned} x_1 &= \frac{Dx}{1 + (\lambda_1 \operatorname{ctg} \vartheta_{1(2)})^2}, & y_1 &= \frac{Dy \lambda_1 \operatorname{ctg} \vartheta_{1(2)}}{1 + (\lambda_1 \operatorname{ctg} \vartheta_{1(2)})^2}; \\ x_2 &= \frac{Dx}{1 + (\lambda_2 \operatorname{tg} \vartheta_{1(2)}'')^2}, & y_2 &= \frac{-Dy \lambda_2 \operatorname{tg} \vartheta_{1(2)}''}{1 + (\lambda_2 \operatorname{tg} \vartheta_{1(2)}'')^2}; \\ x_3 &= \frac{Dx}{1 + \lambda_1 \lambda_2 \gamma}, & y_3 &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

Шкалы $\vartheta_{1(2)}$ и $\vartheta_{1(2)}''$ находятся на эллипсе, шкала γ — на оси эллипса. Используя для построения номограммы простой геометрический прием, описанный в работе [3], получаем номограмму с окружностью, которая представлена на рис. 2.

Поступило в Редакцию 16/VII 1963 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Г. Н. Потетюкко. «Атомная энергия», 13, 588 (1962).
2. А. М. Балдин и др. Кинематика ядерных реакций. М., Физматгиз, 1959.
3. Б. А. Невский. Справочная книга по номографии. М.—Л., Гостехтеориздат, 1961, стр. 162, 190.

УДК 539.1.03:537.3

К расчету ядерных источников тока прямой зарядки

А. А. Кононович, М. Г. Мительман, Н. Д. Розенблюм

Среди методов прямого превращения энергии радиоактивного излучения в электрическую некоторый интерес представляет метод прямой зарядки [1, 2]. Еще в 1952 г. был проведен расчет напряжения [3], получаемого от ядерного источника прямой зарядки, для спектра β -частиц изотопа $\text{Sr}^{90} - \text{J}^{90}$. Других сообщений о теоретических работах, объясняющих механизм действия ядерного генератора, в литературе не было. Ниже делается попытка провести общий расчет источника напряжения прямой зарядки. Принцип действия такого источника очень прост. Первичные β -частицы радиоактивного изотопа вылетают из эмит-

тера и собираются на коллекторе. Зарядный ток создает разность потенциалов между электродами, помещенными в высокий вакуум, и зависит от общей активности и спектра β -частиц применяемого радиоактивного препарата. Он зависит также от напряжения на электродах источника, геометрии электродов, тока утечки, создаваемого вторичной эмиссией β -частиц на коллекторе, утечки по изоляции и внешней нагрузки, самопоглощения β -частиц в слое, которое резко снижает эффективную активность препарата и смещает максимум спектра β -частиц в сторону более высоких энергий.