

**СИБИРСКОЕ ОТДЕЛЕНИЕ АН СССР
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ**

В.Г.Бабурин, В.Г.Баркова, В.Я.Чудаев

**НОМОГРАММЫ ДЛЯ ОЦЕНКИ ДОЗЫ
ОТ ПРЯМЫХ ПУЧКОВ
СИНХРОТРОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ И
ЕЕ ОСЛАБЛЕНИЯ В
РАЗЛИЧНЫХ МАТЕРИАЛАХ**

ПРЕПРИНТ 82-108

НОВОСИБИРСК 1982г.

НОМОГРАММЫ ДЛЯ ОЦЕНКИ ДОЗЫ ОТ ПРЯМЫХ ПУЧКОВ
СИНХРОТРОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ И ЕГО ОСЛАБЛЕНИЯ В РАЗЛИЧНЫХ МАТЕРИАЛАХ

В.Г. Бабурин, В.Г. Баркова, В.Я. Чудаев

А Н Н О Т А Ц И Я

Приведены основные расчетные соотношения для оценки дозы в прямых пучках синхротронного излучения (СИ). В графическом виде даны значения интегралов, необходимых для вычисления дозы в воде при начальной фильтрации эквивалентной $0,1 \text{ г/см}^2 \text{ H}_2\text{O}$, и зависимости кратностей ослабления от толщины защиты для 14 веществ. Плотность данных обеспечивает возможность графической интерполяции во всем рассмотренном диапазоне критических энергий, атомных номеров и кратностей ослабления ($0,1 \text{ кэВ} \leq E_{\text{кр}} \leq 200 \text{ кэВ}$, $4 \leq Z \leq 92$, $10^1 \leq K \leq 10^{15}$). Обсуждаются некоторые возможности использования приведенных данных для оценки защиты от рассеянного СИ. В работе прежде всего учитывались интересы радиационной безопасности.

Проблема защиты от радиационной опасности, связанной с синхротронным излучением, впервые приобрела практическое значение на электронных синхротронах с энергией несколько ГэВ [1,2] и в еще большей степени на электронно-позитронных накопителях, которые начали создаваться с конца пятидесятих годов.

Первоначально сооружение накопителей велось с целью осуществления экспериментальных программ по физике высоких энергий, хотя одновременно было ясно, что эти установки являются весьма мощными источниками излучения в рентгеновском диапазоне [1,3].

Начиная с того момента, когда синхротронные пучки накопителей стали интенсивно использоваться для фундаментальных и прикладных исследований в других областях знания [3,15], проблема обеспечения безопасности заметным образом усложнилась.

Помимо очевидного увеличения количества пользователей, причины этого усложнения сводятся к следующему:

1. Синхротронное излучение (СИ) стало выводиться из вакуумной системы накопителя ^{ж)} для использования в многочисленных внешних экспериментальных установках, располагаемых иногда за пределами основной защиты накопителя.
2. Эти установки довольно часто заменяются или подвергаются реконструкции; они обычно в меньшей степени автоматизированы, чем регистрирующая аппаратура, разработанная для экспериментов по физике высоких энергий, и зачастую требуют присутствия экспериментатора в непосредственной близости от проходящего пучка СИ (по крайней мере, в процессе наладки и юстировки).
3. Выведенные из накопителя пучки СИ обладают чрезвычайно высокой интенсивностью.

На выходе первого синхротронного канала накопителя ВЭПП-3 локальная мощность дозы может достигать $10^5 + 10^6$ рад/с. Уровни рассеянного излучения вблизи выпущенного в воздух пучка составляют $10^2 + 10^3$ рад/ч (на расстоянии $\sim 0,5$ м от оси пучка). Еще больших значений мощность дозы может достигать на выходе канала из "змейки" [4], а также на синхротронных пучках накопителя ВЭПП-4.

Синхротронное излучение, разумеется, не исчерпывает всех источников радиационной опасности при работе на синхротронных каналах. При больших накопленных токах значительную опасность может представлять также жесткое ливневое излучение, образующееся при локальной гибели циркулирующего пучка в направлении синхротронного канала. Требуемая толщина защиты в этом случае значительно превышает необходимую для ослабления СИ. В некоторых случаях заметный вклад в дозу могут создавать фотонейтроны, в том числе генерируемые инжекторными установками. И все же наибольшую опасность представляет сам пучок синхротронного излучения.

В настоящее время за рубежом и в СССР проявляется тенденция к созданию специализированных накопителей - генераторов СИ, предназначенных для исследовательских и технологических целей [3,15]. Для этих установок имеются определенные предпосылки более благоприятного решения вопросов радиационной безопасности, поскольку необходимые требования могут быть учтены на стадии проектирования, а также может быть учтен имеющийся опыт работы на существующих накопителях.

При проектировании синхротронных каналов, экспериментальных установок, непосредственно в ходе экспериментальных работ требуется значительное количество информации, необходимой для оценки радиационных полей и защиты, причем важно иметь эту информацию в максимально доступной и удобной для использования форме. Частичному решению этой задачи посвящена настоящая работа. Для облегчения практического применения предлагаемых номограмм подписи к рисункам (стр. 14) снабжены краткими указаниями пользователю и ссылками на необходимые расчетные формулы, содержащиеся в тексте.

Синхротронное излучение испускается движущимися в магнитных полях электронами высокой энергии, вследствие испытываемого ими центростремительного ускорения.

Основная часть энергии СИ испускается внутри узкого веера около медианной плоскости в направлении касательной к траектории движения электронов в пределах вертикального угла $\sim mc^2/E_0$ (здесь E_0 - энергия излучающих электронов, $mc^2 = 0,511$ МэВ).

Используемые в реальных экспериментальных условиях пучки синхротронного излучения электрон-позитронных накопителей с энергией циркулирующих частиц $E_0 \gg 1$ ГэВ характеризуются весьма малы-

ж) Обычно через бериллиевые окна.

ми вертикальными размерами. На накопителе ВЭП-3, например, эффективные вертикальные размеры пучка СИ составляют в типичных случаях 1-10 мм (большая цифра соответствует расстояниям от места излучения ~ 25 м). Горизонтальные размеры выпущенных пучков обычно ограничиваются коллимирующими устройствами и составляют не более 2-3 см. Указанные обстоятельства дают возможность во многих практических ситуациях при расчете дозы от прямых пучков СИ, прошедших через защиту, не учитывать вклад рассеянного излучения и ограничиваться лишь оценкой для условий "хорошей" геометрии.

Энергетическое распределение СИ, вообще говоря, зависит от угла ψ между направлением излучения и плоскостью орбиты электрона. Однако собственный пространственно-угловой разброс электронов в циркулирующем пучке во многих случаях приводит к усреднению энергетического распределения по сечению пучка и это дает возможность пользоваться при расчетах интегральным (по углу ψ) энергетическим спектром СИ. В некоторых случаях эффективное усреднение энергетического распределения СИ, падающего на облучаемый объект, происходит вследствие вертикального сканирования последнего относительно пучка СИ. С точки зрения оценки условий радиационной безопасности персонала, подобный эффект имеет место при вертикальных перемещениях тела или отдельных его частей вследствие выполнения рабочих операций, дыхания и т.п.

Для последующих выкладок примем, что энергетическое распределение всюду в пучке СИ достаточно хорошо характеризуется интегральным (по ψ) спектром, а вертикальное распределение интенсивности пучка вблизи облучаемого объекта подчиняется распределению Гаусса:

$$J_G(z) = \frac{e^{-\frac{z^2}{2\bar{z}^2}}}{\sqrt{2\pi}\bar{z}^2}, \quad (1)$$

где z - расстояние (по вертикали) точки наблюдения от медианной плоскости накопителя; \bar{z}^2 - гауссовский среднеквадратичный параметр вертикального распределения интенсивности, складывающийся из 3-х компонентов:

$$\bar{z}^2 \approx \bar{b}_z^2 + \bar{\vartheta}_z^2 R^2 + \frac{5}{8} \frac{1}{r^2} R^2, \quad (2)$$

где \bar{b}_z^2 и $\bar{\vartheta}_z^2$ - среднеквадратичные вертикальные пространственный и угловой разбросы электронов циркулирующего пучка в месте излучения, соответственно; $\sqrt{\frac{5}{8}} \frac{1}{r} = \sqrt{\frac{5}{8}} \frac{mc^2}{E_0}$ - собственная угловая расходимость энергии СИ; R - расстояние от места излучения до облучаемого объекта вдоль касательной к орбите.

Коэффициент $\frac{5}{8} \frac{1}{r^2}$ в последнем слагаемом формулы (2) получен на основе известного аналитического выражения для углового распределения энергии СИ^{*} как второй момент этого распределения.

При наличии сканирования в процессе облучения в правую часть (2) следует добавить член, учитывающий среднеквадратичный масштаб вертикального смещения объекта.

Если $P(E)$ - энергетическое распределение СИ, нормированное на однократное прохождение излучающими электронами единичной дуги на круговой траектории, то, исходя из элементарных геометрических соображений, можно записать следующее выражение для энергетического распределения флюенса энергии вблизи облучаемого объекта:

$$\frac{dJ}{dE} = P(E) \frac{e^{-\frac{z^2}{2\bar{z}^2}}}{R\sqrt{2\pi}\bar{z}^2}. \quad (3)$$

Начальная фильтрация (Be -фольги, воздух и др.) и слой защитного материала перед облучаемым объектом в условиях "хорошей геометрии" могут быть учтены простым экспоненциальным фактором. Энергетическое распределение кермы в этом случае может быть записано с учетом (3) следующим образом:

$$\frac{dD_k}{dE} = \gamma(E) \frac{dJ}{dE} e^{-\mu_\phi x_\phi - \mu_z x_z} = \gamma(E) P(E) \frac{e^{-\frac{z^2}{2\bar{z}^2}}}{R\sqrt{2\pi}\bar{z}^2} e^{-\mu_\phi x_\phi - \mu_z x_z}, \quad (4)$$

* См., например, формулы (10,129) или (П.36) в работах [5] и [6], соответственно.

где X_ϕ и X_z - толщины, а $\mu_\phi(E)$ и $\mu_z(E)$ - коэффициенты ослабления для материалов фильтра и защиты, соответственно; $\gamma(E)$ - массовый коэффициент передачи энергии фотонами для воды (не путать с $\gamma = mc^2/E_0!$).

Выражение для $P(E)$, нормированное на единичный излучающий электрон, выглядит следующим образом [6]:

$$P(E) = \frac{3^{1/2}}{2\pi \cdot 137} \frac{E_0}{mc^2} H\left(\frac{E}{E_{кр}}\right) = 2,01 \cdot 10^{-3} \frac{E_0}{mc^2} H\left(\frac{E}{E_{кр}}\right), \quad (5)$$

где

$$E_{кр} = \frac{3}{2} \hbar \omega_0 \left(\frac{E_0}{mc^2}\right)^3 \approx \frac{3}{2} \frac{\hbar c (E_0)}{\tau (mc^2)} = 2,218 \cdot \frac{(E_0 \Gamma \text{эВ})^3}{\tau_m} \text{кэВ} = 0,06651 \cdot (B \text{кГс}) \cdot (E_0 \Gamma \text{эВ})^2 \text{кэВ}; \quad (6)$$

$\omega_0 = \frac{v_e}{\tau} \approx \frac{c}{\tau}$ - орбитальная угловая частота (v_e - орбитальная скорость электрона, в реальных случаях практически совпадающая со скоростью света c , τ - радиус кривизны орбиты);
 \hbar - постоянная Планка; B - магнитное поле;

$$H(y) = y \int_0^\infty K_{5/3}(\xi) d\xi, \quad (7)$$

где $K_{5/3}(\xi)$ - функция Макдональда.

Вид функции H показан на рис.1. При больших и малых значениях y эта функция имеет следующие асимптотические представления:

$$\left. \begin{aligned} y > 5 \quad H(y) - 10\% &\leq \sqrt{\frac{\pi}{2}} y e^{-y} \\ y < 3 \cdot 10^{-2} \quad H(y) + 9\% &\geq 2^{2/3} \Gamma\left(\frac{2}{3}\right) y^{1/3} = 2,15 y^{1/3} \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

Из сопоставления формул (5), (6) и (8) легко усматриваются две характерные особенности спектрального распределения СИ, оказывающие существенное влияние на формирование дозных полей:

1. При $E \ll E_{кр}$ и неизменном радиусе орбиты τ спектральная плотность $P(E)$ не зависит от энергии излучающих электронов (и соответственно от $E_{кр}$):

$$P(E) \approx \frac{3^{1/6} \Gamma\left(\frac{2}{3}\right)}{\pi (137)^{4/3}} \left(\frac{E \tau}{e^2}\right)^{1/3} = 6,49 (E \text{кэВ} \cdot \tau_m)^{1/3}. \quad (9)$$

Здесь e - заряд электрона.

2. Высокоэнергетичный хвост спектра ($E \gg E_{кр}$), наоборот, сильно зависит от E_0 (через экспоненциальный фактор в верхней из формул (8)). С ростом E_0 спектр СИ резко ужестчается.

С учетом (4) и (5) выражение для мощности кермы (кэВ/(г.с) при циркулирующем в накопителе токе I мА может быть записано следующим образом:

$$\dot{D}_k = \dot{D}_k(I, E_0, E_{кр}, z, \bar{z}^2, R, Z_\phi, Z_z, X_\phi, X_z) \approx 0,98 \cdot 10^{16} \text{ИмА} \cdot E_0 \Gamma \text{эВ} \frac{e^{-\frac{z^2}{2\bar{z}^2}}}{R \sqrt{\bar{z}^2}} \int_0^{E_0} \gamma(E) H\left(\frac{E}{E_{кр}}\right) e^{-\mu_\phi X_\phi - \mu_z X_z} dE, \quad (10)$$

где Z_ϕ и Z_z - атомные номера материалов фильтра и защиты, соответственно, R и $\sqrt{\bar{z}^2}$ выражены в см, E - в кэВ.

Кратность ослабления мощности кермы с помощью (10) можно выразить в следующем виде:

$$K(E_{кр}, Z_\phi, Z_z, X_\phi, X_z) = \frac{\dot{D}_k(I, E_0, E_{кр}, z, \bar{z}^2, R, Z_\phi, Z_z, X_\phi, 0)}{\dot{D}_k(I, E_0, E_{кр}, z, \bar{z}^2, R, Z_\phi, Z_z, X_\phi, X_z)} = \frac{\int_0^{E_0} \gamma(E) H\left(\frac{E}{E_{кр}}\right) e^{-\mu_\phi X_\phi} dE}{\int_0^{E_0} \gamma(E) H\left(\frac{E}{E_{кр}}\right) e^{-\mu_\phi X_\phi - \mu_z X_z} dE}. \quad (11)$$

Для проведения численных расчетов кратностей ослабления в соответствии с выражением (11) была подготовлена программа ("КОПСИ") для ЭВМ ОДРА-1305. Программа написана на ФОРТРАНе.

Чтобы сократить машинное время и память при выполнении обширных серий вычислений, предварительно было проведено значительное количество ручных оценочных расчетов для выяснения необходимых граничных и промежуточных значений исходных и вспомогательных параметров задачи. В результате анализа полученных результатов были подобраны приближенные аналитические аппроксимации для этих параметров, которые затем были заложены в машинную программу. Таким образом, в частности, были установлены пределы значимых областей интегрирования в (I0) и (II) в зависимости от $E_{кр}$, Z_3 и X_Z , определены законы выбора значений $E_{кр}$, X_Z , шага интегрирования и т.п. В дальнейшем (при работе непосредственно с программой) значения этих параметров дополнительно уточнялись.

В процессе расчетов необходимые значения $\mu_{ф}$ и μ_Z , входящие в (I0) и (II), получали интерполяцией табличных значений полных (с учетом когерентного рассеяния) сечений, взятых из работы [7]; аналогичным образом получали значения $\gamma(E)$.

Начальная фильтрация во всех расчетах принималась эквивалентной 1 мм воды (примерно такой же фильтрующий эффект создается 1 м воздуха). Как показали предварительные оценки, при таких условиях вклад в керму за слоем защиты фотонов с $E < 3$ кэВ пренебрежимо мал для большинства (защитных) веществ во всем рассматриваемом диапазоне $E_{кр}$ *). Поэтому для первоначального варианта машинной программы в качестве нижнего предела интегрирования в обоих интегралах (II) вместо нуля была принята величина 3 кэВ.

Предварительное рассмотрение показало также, что пучки СИ с $E_{кр} < 0,1$ кэВ не представляют существенной радиационной опасности при работе на накопителях.

Машинные расчеты ослабления кермы были проведены в диапазонах:

$$E_{кр} = 0,1 + 200 \text{ кэВ}$$

$$K = 10^1 + 10^{15}$$

для веществ: Be, воздух, H_2O , Al, бетон, Fe, Cu, Mo, Sn, Nd, Ta, W, Pb, U.

Программа, в принципе, позволяет выполнить аналогичные расчеты и для других элементов, а также для некоторых соединений.

На рис. 2 показан ход зависимости от $E_{кр}$ интеграла, входящего в (I0) и (II), для случая $X_Z = 0$ и $X_{ф} = 0,1$ г/см² H_2O . Происхождение плато в интервале $E_{кр} = 40-120$ кэВ связано со слабостью функции $N(y)$ при $y < 1$ (см. *). Комбинированное действие начальной фильтрации и энергетической зависимости $\gamma(E)$ для воды приводит к образованию сильного максимума в подынтегральном выражении при энергии фотонов около 8 кэВ. В области $E_{кр} > 10$ кэВ положение и высота максимума мало изменяются с ростом $E_{кр}$ ввиду малости изменения N . В то же время площадь под этим пиком, также мало изменяющаяся, является определяющей для величины самого интеграла вплоть до $E_{кр} \approx 120$ кэВ.

При более высоких значениях $E_{кр}$ возрастает роль высокоэнергетического хвоста подынтегрального выражения, и интеграл вновь начинает увеличиваться с ростом $E_{кр}$.

Что же касается поведения интеграла при малых значениях $E_{кр}$ (< 10 кэВ), то здесь определяющим является перемещение экспоненциально спадающей ветви ($y > 1$) функции N на область упомянутого максимума подынтегрального выражения; как следствие этого имеет место сильное уменьшение высоты пика, некоторое его смещение в область $E < 8$ кэВ; конечный итог есть резкое уменьшение величины интеграла.

На рис. 3-16 приведены зависимости кратностей ослабления кермы от толщины защиты и $E_{кр}$ для перечислявшихся выше веществ, рассчитанные в соответствии с выражением (II) для интегрального (по углу ψ) спектра СИ.

На рисунках 8-16 наглядно прослеживается влияние скачков в полном сечении материала защиты на характер ослабления кермы. Например, роль К-скачка в железе при энергии 7,1 кэВ хорошо иллюстрируется семейством кривых с $E_{кр} \geq 0,78$ кэВ (рис. 8). Для свинца (рис. 15) влияние L- и K-скачков ($\sim 13-16$ и 88 кэВ) проявляется соответственно справа от кривых с $E_{кр} = 0,93$ и 8,3 кэВ. Для некоторых материалов (рис. 11, 16) при малых критических энергиях имеет место "перехлест" кривых, соответствующих различным значениям $E_{кр}$. Подобные явления возникают в тех случаях, когда об-

ж) Исключение составляют элементы, имеющие большие скачки в сечении фотопоглощения в ближайшей левой окрестности 3 кэВ (например, сера).

жж) Имеется в виду слабая зависимость N по отношению к изменению y в логарифмических интервалах (см. рис. 1).

ласть пика подынтегрального выражения (10) при $X_z = 0$ удовлетворяет условию $y \gg 1$ и одновременно приходится на ближайшую левую окрестность скачка поглощения. С увеличением начальной фильтрации такие "перехлесты" возможны и при больших значениях $E_{кр}$. Условие $y \gg 1$ здесь необходимо для обеспечения "перемещения" пика при изменении $E_{кр}$.

Характер деформации спектрального распределения кермы в зависимости от толщины свинца показан на рис. 17 для $E_{кр} = 52,4$ кэВ.

Ниже в качестве иллюстрации приводятся некоторые типичные задачи, решение которых облегчается использованием рассчитанных номограмм.

1. Оценить среднюю (по времени) мощность кермы от одного электрона, циркулирующего в накопителе, в точке, лежащей в медианной плоскости на расстоянии $R = 10$ м от места излучения, находящегося на участке орбиты с магнитным полем 10 кэ. Энергия электрона 5,5 ГэВ, его вертикальные пространственный и угловой разбросы в месте излучения составляют соответственно $(\bar{\sigma}_z^2)^{1/2} = 3 \cdot 10^{-3}$ см, $(\bar{\theta}_z^2)^{1/2} = 0,7 \cdot 10^{-4}$ рад. Полный периметр орбиты $\ell = 366$ м.

Пользуясь (6), получаем:

$$E_{кр} = 0,06651 \cdot 10 \cdot 5,5^2 = 20,2 \text{ кэВ}$$

Для этого значения $E_{кр}$ из рис. 2 находим:

$$\int_0^{E_0} \gamma(E) H\left(\frac{E}{E_{кр}}\right) e^{-\mu_{Ф} X_{Ф}} dE = 27 \text{ кэВ} \cdot \text{см}^2/\text{г}$$

С помощью (2) имеем:

$$\bar{\chi}^2 \approx (3 \cdot 10^{-3})^2 + (0,7 \cdot 10^{-4} \times 10^3)^2 + \frac{5}{8} \left(\frac{0,51}{5,5 \cdot 10^3} \times 10^3\right)^2 = 9 \cdot 10^{-6} + 0,49 \cdot 10^{-2} + 0,54 \cdot 10^{-2} \approx 1 \cdot 10^{-2} \text{ см}^2$$

Средний ток, соответствующий одному циркулирующему электрону:

$$I = e \frac{c}{\ell} = 1,6 \cdot 10^{-16} \text{ мкА} \times \frac{3 \cdot 10^8 \text{ м/с}}{366 \text{ м}} = 1,31 \cdot 10^{-10} \text{ мА}$$

Подставляя, наконец, в (10) $\chi = X_z = 0$ и все необходимые исходные и найденные величины, получим:

$$\dot{D}_k \approx 0,98 \cdot 10^{16} \times 1,31 \cdot 10^{-10} \times 5,5 \times \frac{1 \times 27}{10^3 \sqrt{1 \cdot 10^{-2}}} \approx 1,9 \cdot 10^6 \text{ кэВ}/(\text{г} \cdot \text{с}),$$

или, учитывая, что $6,25 \cdot 10^{10}$ кэВ/г = 1 рад:

$$\dot{D}_k = \frac{1,9 \cdot 10^6}{6,25 \cdot 10^{10}} = 3,1 \cdot 10^{-5} \text{ рад/с} = 31 \text{ мкрад/с}.$$

Для сравнения напомним, что допустимая мощность дозы при общем внешнем облучении тела, установленная действующими нормами радиационной безопасности [8] для профессионального облучения, составляет 0,7 мкрад/с (для рук - 4,2 мкрад/с)*).

2. Для тока циркулирующих электронов 10 мА и всех прочих условий, совпадающих с условиями предыдущей задачи, оценить толщины защит из свинца и железа, обеспечивающие ослабление мощности кермы в прямом пучке СИ до уровня $[\dot{D}_k] = 10$ мкрад/с.

Используя результаты предыдущего примера, находим:

1) количество циркулирующих электронов

$$N = 10 / 1,31 \cdot 10^{-10} = 7,6 \cdot 10^{10} e^-;$$

2) мощность кермы без защиты

$$\dot{D}_k = 3,1 \cdot 10^{-5} \cdot 7,6 \cdot 10^{10} = 2,3 \cdot 10^6 \text{ рад/с}.$$

Требуемая кратность ослабления в нашем случае будет

$$K = \frac{\dot{D}_k}{[\dot{D}_k]} = \frac{2,3 \cdot 10^6}{10 \cdot 10^{-6}} = 2,3 \cdot 10^{11}$$

* При коэффициенте качества, равном 1.

Посредством интерполяции (по $E_{кр}$) графических данных рис.8 и 15 определяем необходимую толщину защиты, соответствующую $E_{кр} = 20,2$ кэВ и $K = 2,3 \cdot 10^{11}$:

$$X_{Fe} = 112 \text{ г/см}^2 \text{ (14,2 см)}$$

$$X_{Pb} = 30 \text{ г/см}^2 \text{ (2,65 см)}$$

3. В некоторых случаях предлагаемые номограммы могут быть использованы также для грубой оценки защиты от рассеянного (на легких мишенях) синхротронного излучения. Возможность такой оценки основывается, главным образом, на следующих обстоятельствах:

- 1) при комптоновском рассеянии фотонов невысокой энергии ($E \ll mc^2$) относительное уменьшение их энергии невелико ($\sim E/mc^2$); при когерентном же рассеянии фотон практически сохраняет первоначальную энергию;
- 2) угловое распределение фотонов, рассеянных комптоновским образом, не слишком сильно отличается от изотропного на большей части полного телесного угла.

Пренебрегая фотопоглощением первичного пучка, а также ослаблением рассеянного излучения в самой мишени, можно записать, с учетом указанных обстоятельств, следующее выражение для мощности кермы от рассеянного СИ:

$$\dot{D}_{KS} \approx \frac{\dot{D}_{KO} S}{4\pi R_S^2}, \quad (12)$$

где S - площадь поперечного сечения прямого пучка СИ, падающего на мишень; \dot{D}_{KO} - мощность кермы, усредненная по сечению падающего пучка; R_S - расстояние от мишени до точки наблюдения.

Рассмотрим количественный пример для пучка СИ с параметрами, соответствующими условиям предыдущей задачи, и с горизонтальным размером 1 см (определяемым коллимирующим устройством). Требуется оценить толщину защиты из железа, обеспечивающую ослабление мощности кермы от СИ, рассеянного в переднее полупространство небольшой мишени из легкого материала (графит, плексиглас и т.п. включая воздух), до уровня 1 мкрад/с. Расстояние от мишени до точки наблюдения $R_S = 0,5$ м.

Полагая, что эффективный вертикальный размер исходного пучка СИ достаточно хорошо характеризуется величиной $\sqrt{2\pi z^2}$, находим эффективную площадь сечения пучка $S = 1 \text{ см} \times \sqrt{2\pi \cdot 1 \cdot 10^{-2} \text{ см}^2} = 0,25 \text{ см}^2 = 0,25 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2$. Подставляя все необходимые величины в (12), получим:

$$\dot{D}_{KS} = \frac{2,3 \cdot 10^6 \frac{\text{рад}}{\text{с}} \times 0,25 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2}{4\pi \times 0,5^2 \text{ м}^2} \approx 19 \text{ рад/с}$$

Требуемая кратность ослабления

$$K = \frac{19}{1 \cdot 10^{-6}} = 1,9 \cdot 10^7$$

С помощью интерполяции данных рис.8 находим, что при $E_{кр} = 20,2$ кэВ такая кратность обеспечивается 43 г/см^2 Fe (5,5 см).

В отношении описанной упрощенной методики оценки защиты от рассеянного излучения необходимо сделать ряд оговорок.

1. Использование формулы (12) в этом расчете оправдано лишь только по отношению к конечной цели: определению толщины защиты от рассеянного излучения с помощью рассчитанных номограмм для первичных пучков СИ. В действительности же мощность кермы при больших углах рассеяния и при отсутствии защиты будет существенно ниже, чем по формуле (12), из-за конкурирующей роли фотоэффекта и поглощения рассеянного излучения в самой мишени. В типичных случаях это снижение может достигать двух порядков и более. Количественно влияние фотоэффекта на \dot{D}_{KS} (при отсутствии защиты) можно приближенно оценить фактором $\sim \mu_K / (\mu_K + \mu_{ph})$, где μ_K и μ_{ph} - сечения ($\text{см}^2/\text{г}$) материала мишени для комптоновского рассеяния и фотоэффекта, соответственно, при энергии фотонов близкой к той, при которой наблюдается пик в подынтегральном выражении (10) при $X_Z = 0$ (т.е. $\sim 8 \div 15$ кэВ). Однако мощность кермы за защитой, рассчитанной на большую кратность ослабления, обусловлена высокоэнергетическим хвостом спектра СИ. Для этой части кермы отношение $\mu_K / (\mu_K + \mu_{ph})$ обычно мало отличается от 1, и, следовательно, для нее формула (12) будет более точной. В то же время использование в расчете фиктивного значения мощности полной кермы \dot{D}_{KS} , полученного из (12),

позволяет воспользоваться при оценке толщины защиты номограммами, рассчитанными для ослабления прямых пучков СИ, без значительного искажения окончательного результата (разумеется, если требуемые кратности не слишком малы).

2. Пренебрежение уменьшением энергии фотона при комптоновском рассеянии в мишени может приводить к завышению толщины защиты. Роль этого фактора возрастает с увеличением угла рассеяния и требуемой кратности ослабления.

С другой стороны, в области малых углов рассеяния толщина защиты может и недооцениваться, поскольку когерентное рассеяние характеризуется гораздо более выраженной анизотропией, чем комптоновское [9,10] и не сопровождается деградацией энергии фотона.

3. Неучет многократного рассеяния в защите также работает в сторону недооценки ее толщины. Необходимо иметь в виду, что дозовые факторы накопления для материалов с $Z < 26$ при энергии фотонов $\sim 100-200$ кэВ могут достигать значительных величин [11,12]. Неучет этих факторов в подобных случаях может приводить к ошибкам более, чем на порядок в величине дозы за защитой.

Но и в случае тяжелых защитных материалов прямое использование рассчитанных номограмм иногда может привести к недооценке толщины защиты. Здесь большая величина фактора накопления для фотонов с энергией, несколько превышающей энергию К-скачка, определяется относительно высокой проникающей способностью флуоресцентного излучения, образующегося в защите. Наибольшие ошибки возникают, когда область максимума подынтегрального выражения в (10) приходится на энергетический интервал, нижняя граница которого совпадает с энергией К-скачка, а верхняя соответствует энергии, при которой полное сечение вновь уменьшается до величины, равной меньшему из значений в скачке.

4. Наличие поляризации у фотонов первичного пучка СИ приводит к азимутальной анизотропии рассеяния. Для направлений рассеяния, лежащих в вертикальной плоскости, содержащей направление первичного пучка, мощность кермы примерно на порядок превосходит соответствующее значение мощности кермы для перпендикулярного направления.

Совершенно очевидно, что при использовании описанного упрощенного подхода для оценки доз и защиты от рассеянного СИ необходима определенная осмотрительность. В целом же проблема оценки полей рассеянного синхротронного излучения несомненно нуждается в отдельном рассмотрении. Расчеты спектров рассеянного СИ для некоторых конкретных случаев были сделаны в работе [13].

Номограммы рис.3-16, как уже говорилось выше, рассчитывались с использованием интегрального (по ψ) спектра. Такой подход является вполне оправданным при наличии "перемешивания" собственного спектрально-углового распределения СИ вследствие вертикального пространственного и углового разброса излучающих электронов в месте излучения, либо при наличии вертикального сканирования облучаемого объекта относительно пучка СИ. Однако эти условия не во всех случаях соблюдаются в достаточной мере. Вдоль орбиты накопителя могут, например, встречаться участки, для которых $\sigma_z^2 \ll \frac{5}{8} \frac{1}{r^2}$. Поле синхротронного излучения вдоль направлений, близких к касательным к таким участкам, при достаточно больших R будет полностью определяться собственным спектрально-угловым распределением СИ. Представляет интерес, к каким отклонениям от предсказаний рассчитанных номограмм могут привести подобные ситуации.

На основании результатов [5] и [6] можно написать следующее выражение для спектрально-углового распределения СИ, нормированное на однократное прохождение излучающим электроном дуги в I радиан:

$$\pi(E, \psi) = \frac{3}{4\pi} \frac{e^2}{\hbar c} \left(\frac{E}{E_{кр}} \right)^2 \gamma^2 (1 + \gamma^2 \psi^2) \left[K_{2/3}^2(\xi) + \frac{\gamma^2 \psi^2}{1 + \gamma^2 \psi^2} K_{1/3}^2(\xi) \right], \quad (13)$$

где $\xi = \frac{1}{2} \frac{E}{E_{кр}} (1 + \gamma^2 \psi^2)^{3/2}$; $K_{2/3}(\xi)$ и $K_{1/3}(\xi)$ - функции Макдональда [14].

Величина $\pi(E, \psi)$ представляет количество энергии, испускаемое излучающим электроном за один проход в единичный телесный угол под углом ψ к плоскости орбиты в единичном интервале энергий квантов вблизи энергии E .

На рис.18 приведено семейство кривых для функции $F\left(\frac{E}{E_{кр}}, r\psi\right) = \frac{4}{3} \frac{137}{r^2} \pi(E, \psi)$. Из рисунка видно, что синхротронное излучение имеет наиболее жесткое энергетическое распределение при $\psi = 0$. Это означает, что при $\sigma_z^2 \ll \frac{5}{8} \frac{1}{r^2}$ оценки с помощью кривых рис.3-16 могут давать в медианной плоскости завышенные значения кратности ослабления.

Выражение, описывающее мощность кермы (кэВ/г.с) в прямом пучке для случая, когда влиянием собственного углового и пространственного разброса излучающих электронов можно пренебречь, записывается с помощью (13) следующим образом:

$$\dot{D}_k = \dot{D}_k(I, E_0, E_{кр}, \psi, R, Z_\varphi, Z_3, X_\varphi, X_z) = \frac{I mA}{1,602 \cdot 10^{-16}} \int_0^{E_0} \gamma(E) \frac{\pi(E, \psi)}{R^2} e^{-\mu_\varphi X_\varphi - \mu_z X_z} dE =$$

$$= 3,46 \cdot 10^{12} \frac{I mA}{R^2} \gamma^2 (1 + \gamma^2 \psi^2) \int_0^{E_0} \gamma(E) \left(\frac{E}{E_{кр}} \right)^2 \left[K_{2/3}^2(\xi) + \frac{\gamma^2 \psi^2}{1 + \gamma^2 \psi^2} K_{1/3}^2(\xi) \right] e^{-\mu_\varphi X_\varphi - \mu_z X_z} dE. \quad (I4)$$

Здесь $1,602 \cdot 10^{-16}$ – заряд электрона в мк. В малоугловом приближении $\psi = z/R$. Соответствующее выражение для кратности ослабления будет:

$$K(E_{кр}, \psi, Z_\varphi, Z_3, X_\varphi, X_z) = \frac{\int_0^{E_0} \gamma(E) \left(\frac{E}{E_{кр}} \right)^2 \left[K_{2/3}^2(\xi) + \frac{\gamma^2 \psi^2}{1 + \gamma^2 \psi^2} K_{1/3}^2(\xi) \right] e^{-\mu_\varphi X_\varphi} dE}{\int_0^{E_0} \gamma(E) \left(\frac{E}{E_{кр}} \right)^2 \left[K_{2/3}^2(\xi) + \frac{\gamma^2 \psi^2}{1 + \gamma^2 \psi^2} K_{1/3}^2(\xi) \right] e^{-\mu_\varphi X_\varphi - \mu_z X_z} dE}. \quad (I5)$$

При $\psi = 0$ (I4) и (I5) упрощаются, поскольку члены, содержащие фактор $\gamma\psi$, исчезают. В частности, (I4) при $\psi = 0$ можно переписать в виде:

$$\dot{D}_k = 3,42 \cdot 10^{13} \frac{I mA}{R^2} \gamma^2 \int_0^{E_0} \gamma(E) H_0 \left(\frac{E}{E_{кр}} \right) e^{-\mu_\varphi X_\varphi - \mu_z X_z} dE, \quad (I6)$$

где

$$H_0(y) = \left[\frac{y}{2} \cdot \frac{2}{\pi} K_{2/3} \left(\frac{y}{2} \right) \right]^2. \quad (I7)$$

Функция $H_0(y)$ имеет следующие асимптотические представления:

$$\left. \begin{aligned} y > 4 \quad H_0(y) - 8\% &\leq \frac{y}{\pi} e^{-y} \\ y < 0,2 \quad H_0(y) + 9\% &\geq 0,292 y^{2/3} \end{aligned} \right\} \quad (I8)$$

Зависимость от $E_{кр}$ интеграла, входящего в (I6), приводится на рис.2. Из-за того, что в области $y < 1$ функция H_0 убывает с уменьшением y быстрее, чем H , на кривой вместо плато в области $E_{кр} = 40-120$ кэВ фактически имеет место провал с минимумом при $E_{кр} \approx 100$ кэВ. При $E_{кр} \approx 0,28$ кэВ интеграл из (I6) сравнивается с интегралом, вычисленным при помощи функции H ; при $E_{кр} = 0,1$ кэВ первый интеграл больше второго в 1,5 раза.

На рис.19 показана кривая, описывающая отношение H/H_0 в зависимости от $y = E/E_{кр}$. С помощью этой кривой можно приближенно оценить разницу в кратностях ослабления, соответствующих формулам (II) и (I5) ($\psi = 0$), не прибегая непосредственно к расчету по формуле (I5). Действительно, поскольку отношение H/H_0 не очень резко зависит от y , то положение максимумов подынтегральных функций (а также и центров тяжести интегральных площадей) в формулах (I0) и (I6) будет различаться незначительно. Отсюда следует, что относительное изменение на толщине защиты отношения H/H_0 , соответствующего центру тяжести интегральной площади, может характеризовать по порядку величины разницу в кратностях ослабления, соответствующих формулам (II) и (I5). Анализ положения центров тяжести интегральных площадей в (II), проведенный для Be, Al, Fe и Pb в интервале $E_{кр}$ от 0,1 до 200 кэВ, показал, что:

$$\frac{(H/H_0)_{X_z=0}}{(H/H_0)_{X_z=max}} = 1,3 + I3 \quad (I9)$$

Здесь $(H/H_0)_{X_z=0}$ есть величина отношения H/H_0 при y , соответствующем центру тяжести интегральной площади в (II) при отсутствии защиты; $(H/H_0)_{X_z=max}$ – то же самое для толщины защиты, соответствующей $K = 10^{I4}$ (для интегрального по ψ спектра). Меньшее из численных значений (I9) относится к $E_{кр} = 0,1$ кэВ, большее – к $E_{кр} = 200$ кэВ. Зависимость отношения (I9) от Z_3 слаба (не больше фактора ~ 2 в диапазоне от Be до Pb).

Из соотношения (I9) вытекает, что оценку толщины защиты в медианной плоскости ($\psi = 0$) для ситуации, когда "перемешивание" собственного спектрально-углового распределения СИ не имеет места, в большинстве практических случаев можно выполнять с помощью номограмм рис.3-I6, однако, при этом необходимо вводить фактор запаса по кратности ослабления, достигающий иногда одного порядка.

Для наглядности на рис.20 приводятся несколько кривых, рассчитанных для железа непосредственно по соотношению (15). У других веществ разница в кратностях ослабления для двух типов спектральных распределений мало отличается от показанной на этом рисунке (при одинаковых значениях $E_{кр}$ и кратности ослабления) ж).

При практическом использовании предлагаемых номограмм следует принимать во внимание возможные погрешности, обусловленные несколькими причинами.

1. В реальных случаях вид спектрального распределения СИ может отличаться от описываемого формулами (5) или (13). Представление о масштабе возможных отклонений, связанных с этим обстоятельством, можно (для $\psi=0$) получить из сравнения результатов расчета по формулам (10) и (16), а также из соотношения (19) и рис.20.

2. В точках, находящихся на наружной поверхности защиты или поблизости от нее, величина дозы несколько недооценивается из-за неучета вклада многократно рассеянных и флуоресцентных фотонов (кривые рис.3-16 и 20 рассчитаны для условий геометрии узкого пучка). Для большинства типичных ситуаций разница по видимому не превышает фактора ~ 2 , однако, для защит, расположенных на больших расстояниях от места излучения, влияние этого фактора необходимо дополнительно оценивать, особенно в тех случаях, когда вертикальный размер пучка СИ явно превышает характерную длину свободного пробега ж) фотонов, эффективно проходящих через защитный барьер.

3. Одним из наиболее существенных источников неопределенностей являются погрешности полных сечений [7], использованных при расчете номограмм. На точность оценки дозы в воде при отсутствии защиты они влияют через величины интегралов рис.2. Точность последних можно охарактеризовать следующей таблицей:

$E_{кр}$, кэВ	0,1	0,5	5	11	25	50	100	200
Погрешность	$\times 3$	35%	14%	12%	8%	4%	3%	3%

Наиболее сильно погрешности, связанные с сечениями, сказываются при оценке дозы за защитой. Точность результата можно оценивать отдельно в каждом конкретном случае непосредственно по соответствующей кривой из рис.3-16, опираясь на следующие указания авторов [7] относительно погрешностей сечений в различных энергетических диапазонах:

В области, где доминирующим эффектом является некогерентное рассеяние	5%
K-край - 200 кэВ	10%
Между L- и K-краями	25%
1 кэВ - L _I -край	100%

Очевидно, что погрешность в толщине защиты при заданной кратности ослабления должна быть близка к погрешности в полном сечении для фотонов той энергетической группы, которая является определяющей для величины дозы за защитой. Варьируя толщину защиты в пределах, соответствующих погрешности сечений, можно прямо по кривой (рис.3-16) оценивать возможную погрешность в кратности ослабления.

При практическом использовании этого приема необходимо правильно относить определяющую группу фотонов к тому или иному энергетическому диапазону в соответствии с классификацией погрешностей в сечениях (см. выше). Для тяжелых элементов и не слишком больших $E_{кр}$ это в большинстве случаев не представляет труда, поскольку границы влияния различных групп скачков на рис.8-16 видны достаточно отчетливо. Например, при $K = 10^8$ для защиты из свинца (рис.15) толщиной от 0,23 до 5 г/см² определяющая группа фотонов будет соответствовать энергетическому диапазону между L- и K-краями поглощения Pb для всех $E_{кр}$ от 2,24 до 14,8 кэВ. Не столь естественной является граница раздела, соответствующая верхнему пределу (200 кэВ) второго энергетического диапазона. Для защиты из железа (рис.8) эта граница ориентировочно показана штриховой линией. С ростом атомного номера материала защиты граница раздела сначала смещается влево приблизительно обратно пропорционально с изменением полного сечения при $E = 200$ кэВ по отношению к сечению железа; для свинца же и более тяжелых элементов она практически совмещается с границей влияния K-края поглощения. У бериллия граница раздела смещена вправо на фактор 2-4 по оси X (по отношению к железу). Цифры относятся соответственно к верхней и нижней частям граничной кривой.

ж) Имеется в виду случай, когда указанная разница сама по себе достаточно велика (больше фактора ~ 2).

жж) В материале защиты.

В нижеприведенной таблице в качестве примера дано несколько численных результатов оценки погрешностей, связанных с сечениями, для толщины защиты (свинец) и кратностей ослабления.

$E_{кр}$, кэВ	25,07	11,33	0,51
$K_{зад}$	10^{13}	10^{10}	10^6
X г/см ²	$65 \pm 3,25$	$6,25 \pm 1,56$	$0,048 \times 2$
$X_{зад}$ г/см ²	65	6,25	0,048
K	$10^{13} \times 1,6$	$10^{10} \times 11$	$10^4 \div 3 \cdot 10^8$

Вторая и третья строки таблицы соответствуют оценке толщины защиты и ее погрешности при заданной кратности ослабления. Последние две строки, наоборот, описывают оценку кратности ослабления и ее возможный разброс при заданной толщине.

4. На точность оценки дозы может влиять также приближенный характер соотношения (2). Первые два члена в его правой части не являются вполне статистически независимыми. В большинстве случаев это не приводит к большим погрешностям, по крайней мере, вблизи $\xi = 0$, поскольку обычно один из этих членов является существенно преобладающим. Однако в случаях, когда оба члена сопоставимы по величине, ошибки могут быть значительны, особенно при $\xi > \sqrt{\xi^2}$. Для более корректной оценки ξ^2 в такой ситуации необходимо дополнительное рассмотрение.

5. Погрешности в оценке дозы и кратности ослабления, связанные с интерполяцией сечений и приближенным характером численного интегрирования, в самых худших случаях не превышают 20%. Они существенно меньше погрешностей, обусловленных неточностью самих исходных данных по сечениям [7].

Авторы благодарны Л.М.Баркову, Г.Н.Кулипанову и Г.М.Тумайкину за обсуждение рукописи работы.

Л и т е р а т у р а

- I. R.P.Godwin. Springer Tracts in Modern Physics, 51, I (1969).
(Имеется перевод в сб. "Синхротронное излучение в исследовании твердых тел", М., "Мир", 1970).
2. G.Bathov, E.Ereytag, R.Haensel. J. Appl. Physics, 37, 3449 (1966).
(Имеется перевод в сб. "Синхротронное излучение в исследовании твердых тел", М., "Мир", 1970).
3. Г.Н.Кулибанов, А.Н.Скринский. Использование синхротронного излучения: состояние и перспективы. УФН, 122, 369 (1977).
4. Л.М.Барков, В.Б.Барышев, Г.Н.Кулибанов, Н.А.Мезенцев, В.Ф.Пиндери, А.Н.Скринский, В.М.Хорев. Проект использования "змейки" из сверхпроводящих магнитов для генерирования синхротронного излучения на накопителе ВЭПП-3. Препринт 78-13 ИЯФ СО АН СССР, Новосибирск, 1978.
5. А.А.Соколов, И.М.Тернов. Релятивистский электрон. М., "Наука", 1974.
6. J.Schwinger. Phys. Rev., 75, 1912 (1949).
7. Э.Стори, Х.Израэль. Сечения взаимодействия гамма-излучения. Пер. с англ. Под ред. В.А.Климанова, Е.Д.Чистова. М., Атомиздат, 1973.
8. Нормы радиационной безопасности НРБ-76 и Основные санитарные правила ОСП-72/80. М., Энергоиздат, 1981.
9. С.В.Стародубцев, А.М.Рожанов. Взаимодействие гамма-излучения с веществом. Ташкент, Изд-во "Наука" УзССР, 1964.
10. Ш.Дейвоссон, в сб. "Альфа-, бета- и гамма-спектроскопия", вып. I, под ред. К.Эгбана, перев. с англ., М., Атомиздат, 1969.
- II. F.W.Krüger. Kernenergie, 10, 194 (1967).
12. Л.Р.Кисель, В.П.Малкович. Защита от ионизирующих излучений (справочник). М., Атомиздат, 1972.
13. А.Р.Онухин, Ю.А.Тихонов. Problems of synchrotron radiation background at the detector MD-1. Preprint INP 77-77, Novosibirsk, 1977.
14. Е.Янке, Ф.Эмде, Ф.Лёш. Специальные функции. Пер. с нем. М., "Наука", 1968.
15. Синхротронное излучение (Свойства и применения). Под ред. К.Кунца. Пер. с англ. М., "Мир", 1981.

ПОДПИСИ К РИСУНКАМ С КРАТКИМИ ПОЯСНЕНИЯМИ ПОЛЬЗОВАТЕЛЮ

Рис.1. Вид функции $N(y)$.

Рис.2. Величины интегралов, необходимых для оценки дозы в прямом пучке СИ, в зависимости от критической энергии. Начальная фильтрация эквивалентна $0,1 \text{ г/см}^2 \text{ H}_2\text{O}$.

В условиях, соответствующих усредненному спектральному распределению СИ, оценку мощности дозы следует выполнять по формуле (10) с учетом (1), (2) и (6), пользуясь кривой, нанесенной на этом рисунке сплошной линией. В тех же случаях, когда "перемешивание" собственного спектрально-углового распределения СИ отсутствует, оценку мощности дозы в медианной плоскости можно сделать по формуле (16), пользуясь кривой, показанной на графике штриховой линией *).

Формулы (10) и (16) дают значение мощности дозы в кэВ/(г.с).

$$I \text{ кэВ/г} = 1,6 \cdot 10^{-11} \text{ рад.}$$

Рис.3-16. Кратности ослабления дозы прямых пучков СИ в зависимости от критической энергии и толщины слоя вещества (14 веществ). Кривые рассчитаны для усредненного спектра СИ и условий "хорошей геометрии" (формула (11)).

Приведенные номограммы позволяют быстро решать следующие две основные задачи.

1. Определение необходимой толщины защиты из заданного материала.

Предварительно рассчитывается требуемая кратность ослабления:

$$K_{\text{треб.}} = \frac{\dot{D}}{[\dot{D}]},$$

где \dot{D} - мощность дозы без защиты (см. пояснение к рис.2); $[\dot{D}]$ - допустимая мощность дозы. Искомая толщина защиты, соответствующая $K_{\text{треб.}}$, определяется либо непосредственно по кривой рис.3-16, соответствующей заданным значениям $E_{\text{кр}}$ и атомного номера материала защиты, либо посредством интерполяции ближайших кривых.

2. Оценка мощности дозы за фиксированным слоем заданного вещества.

С помощью кривых рис.3-16 находится кратность ослабления K , соответствующая заданной толщине данного вещества при нужном значении $E_{\text{кр}}$. Величина мощности дозы за защитой определяется соотношением:

$$\dot{D}_x = \frac{\dot{D}}{K}$$

Примеры конкретного использования номограмм рис.2-16 даны на стр.7-8. Относительно возможных погрешностей при практическом использовании этих данных см. стр.11-12.

Рис.17. Деформация спектрального распределения кермы синхротронного излучения при изменении толщины свинцовой защиты. По оси абсцисс отложена энергия фотонов.

Рис.18. Собственное спектрально-угловое распределение СИ. Определение $\pi(E, \psi)$ см. на стр.9.

Рис.19. Отношение $N(y)/N_0(y)$.

Рис.20. Сравнение кратностей ослабления дозы железом для двух типов спектрального распределения СИ. Штриховая линия соответствует ослаблению дозы для усредненного спектра СИ, сплошная - для собственного спектрального распределения СИ в медианной плоскости.

* Относительно поведения этой кривой при малых $E_{\text{кр}}$ см. стр.10.

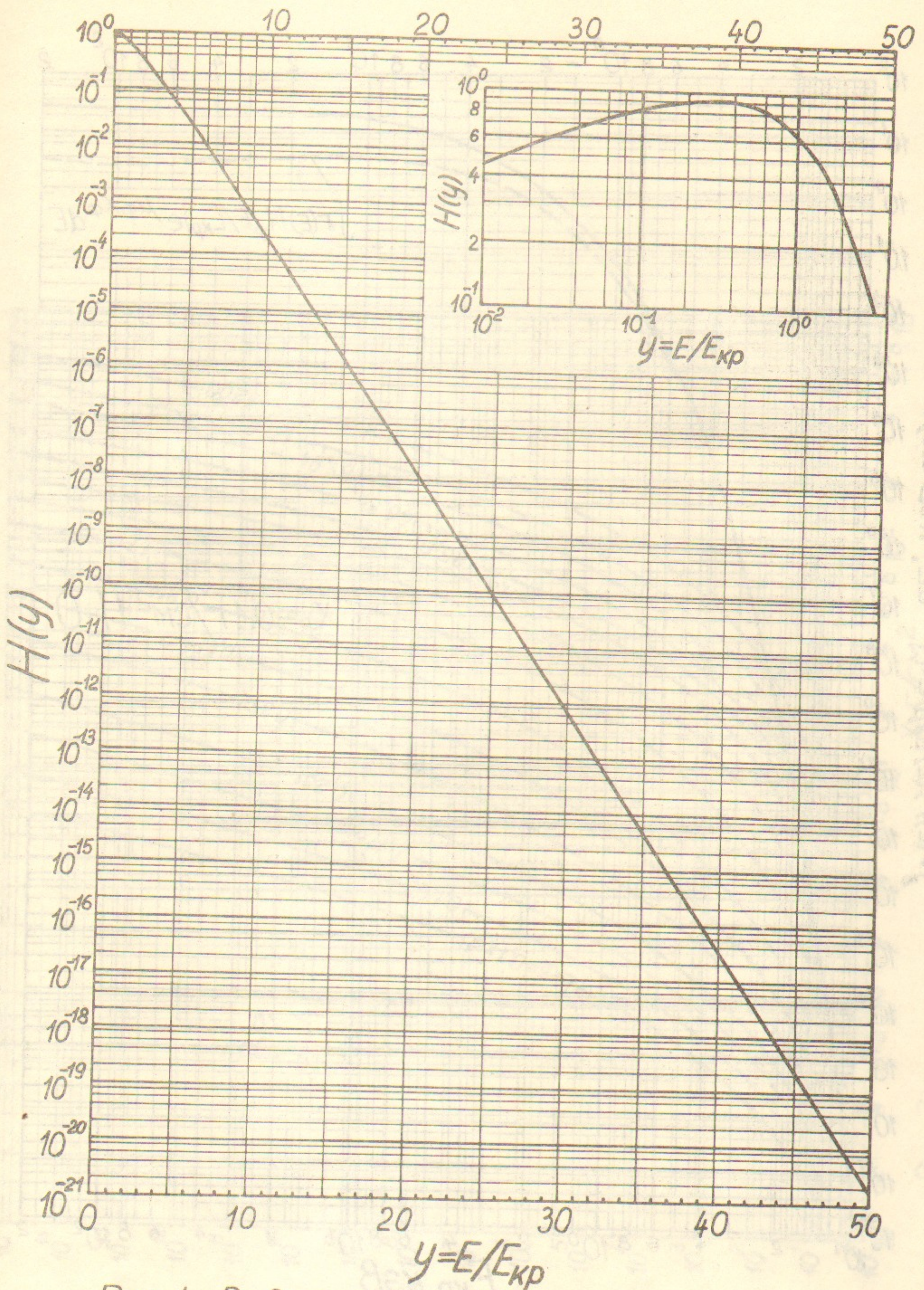


Рис. 1. Вид функции $H(y)$.

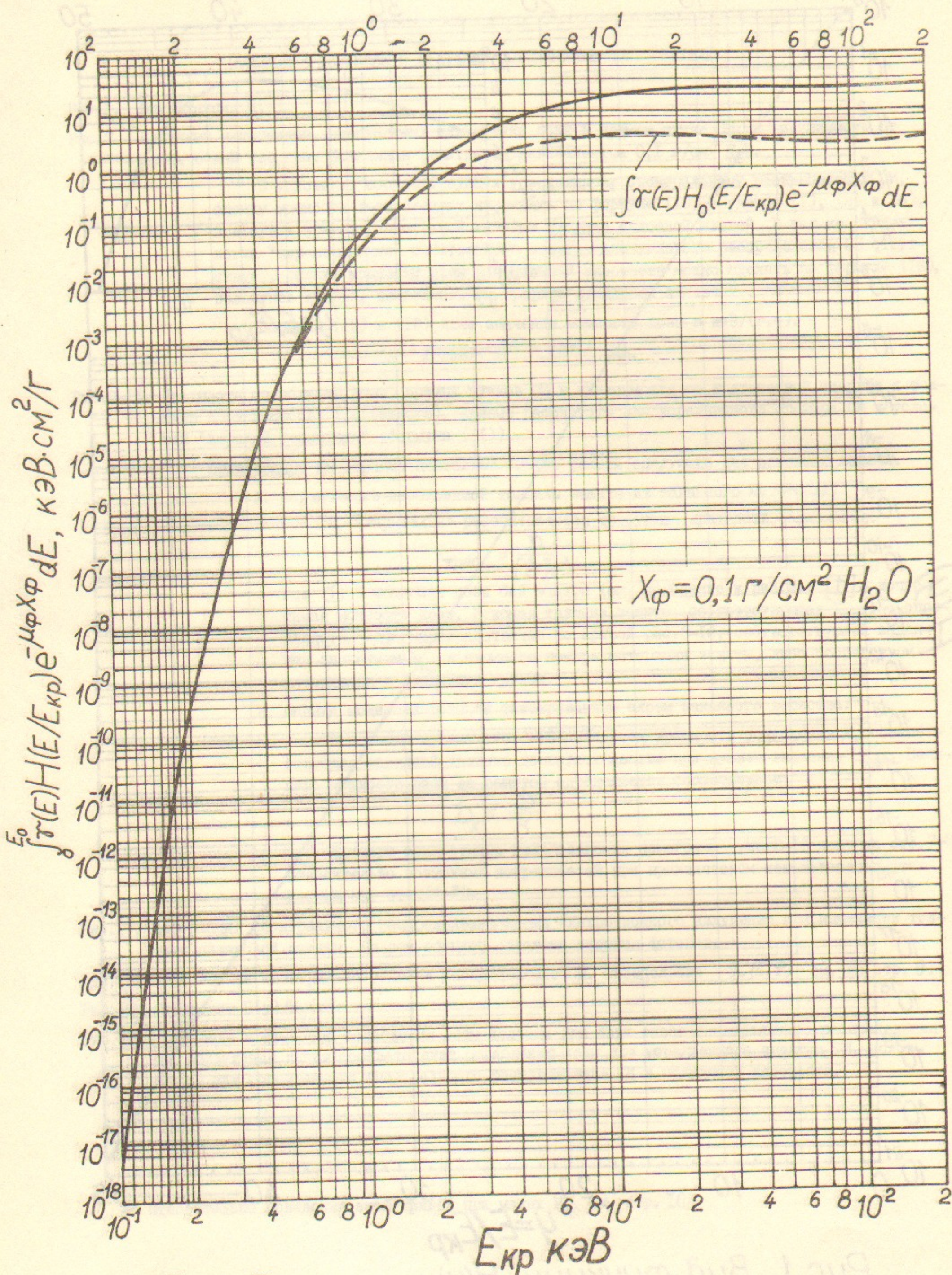


Рис. 2

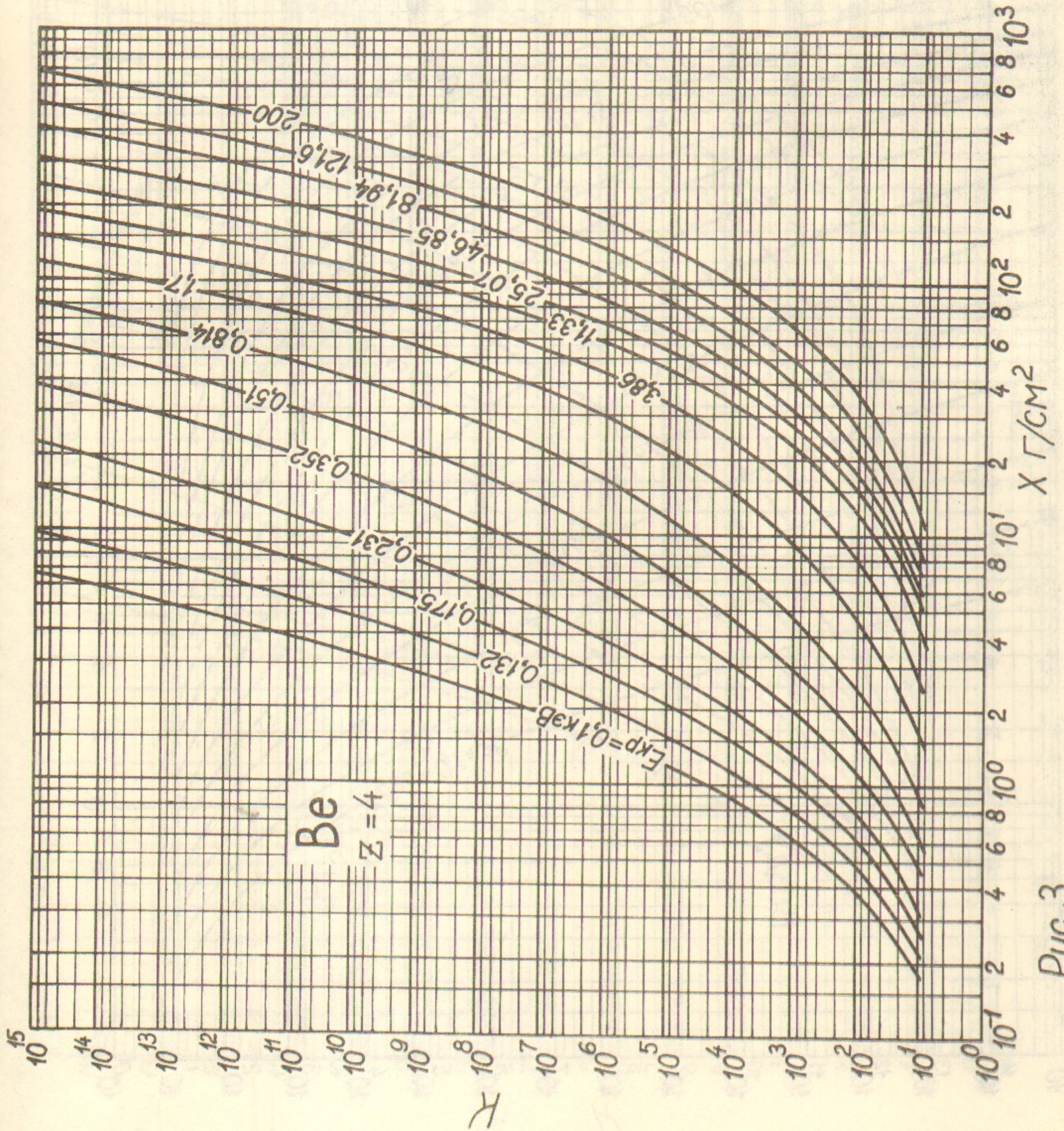


Рис. 3

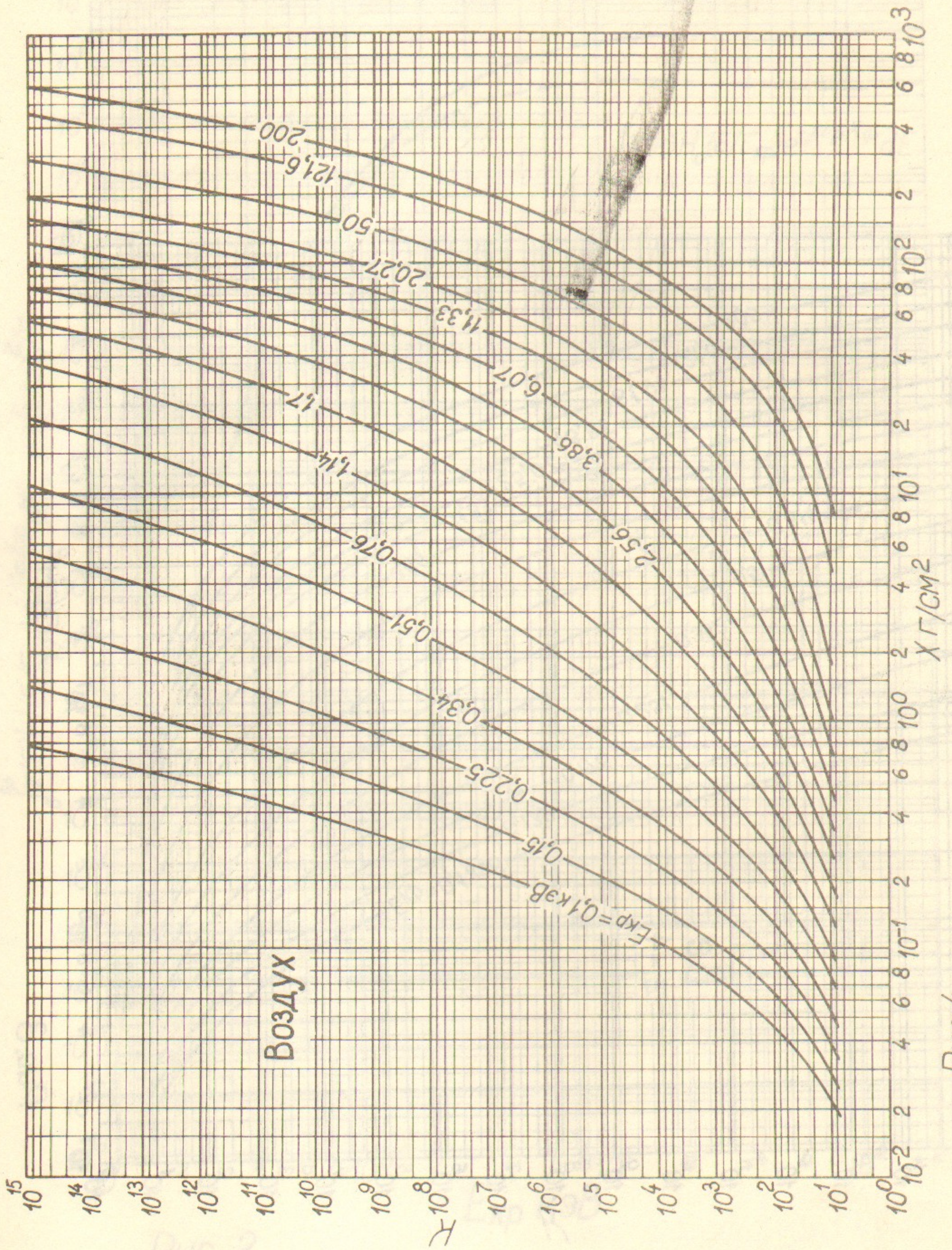


Рис.4

Рис.2

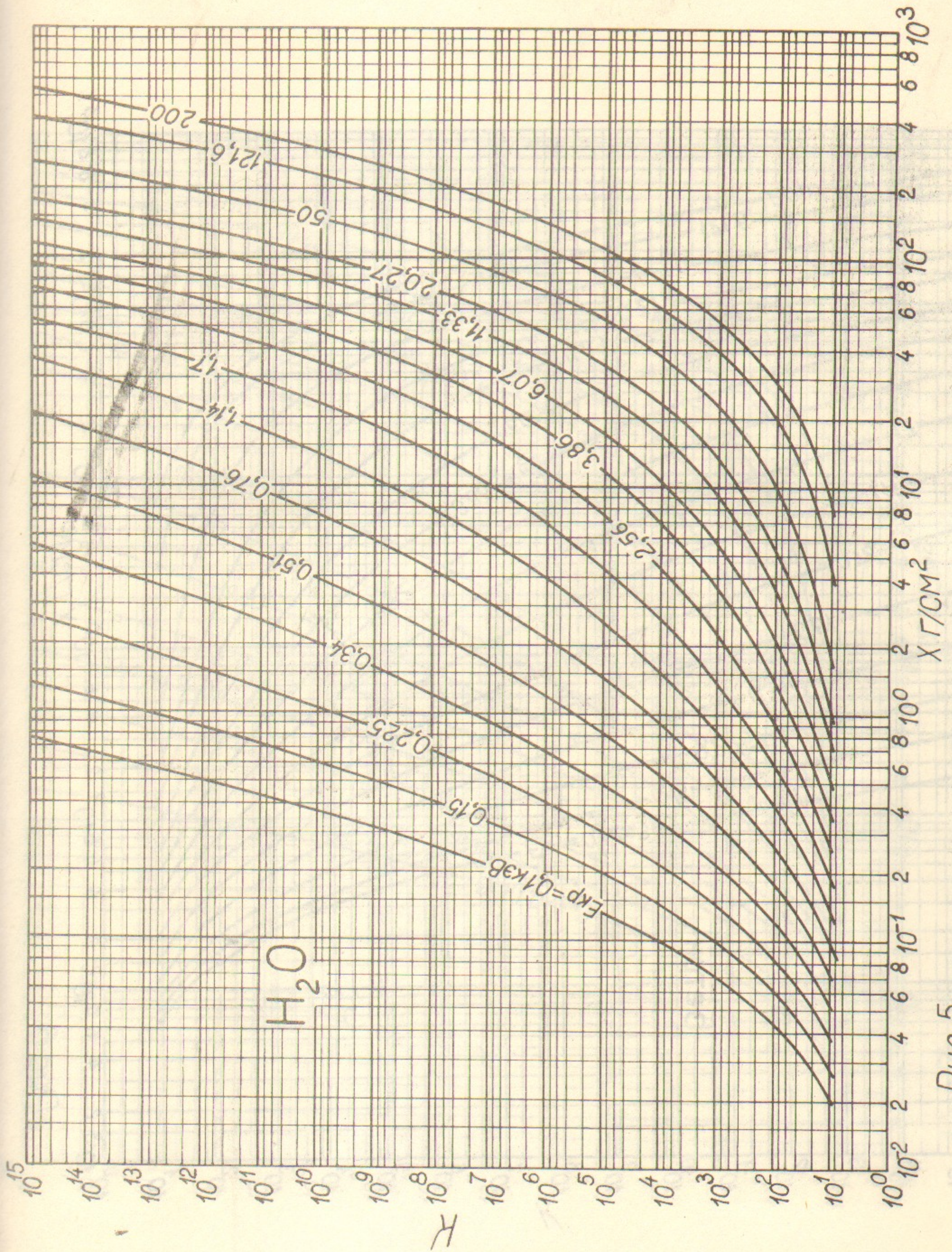


Рис. 5

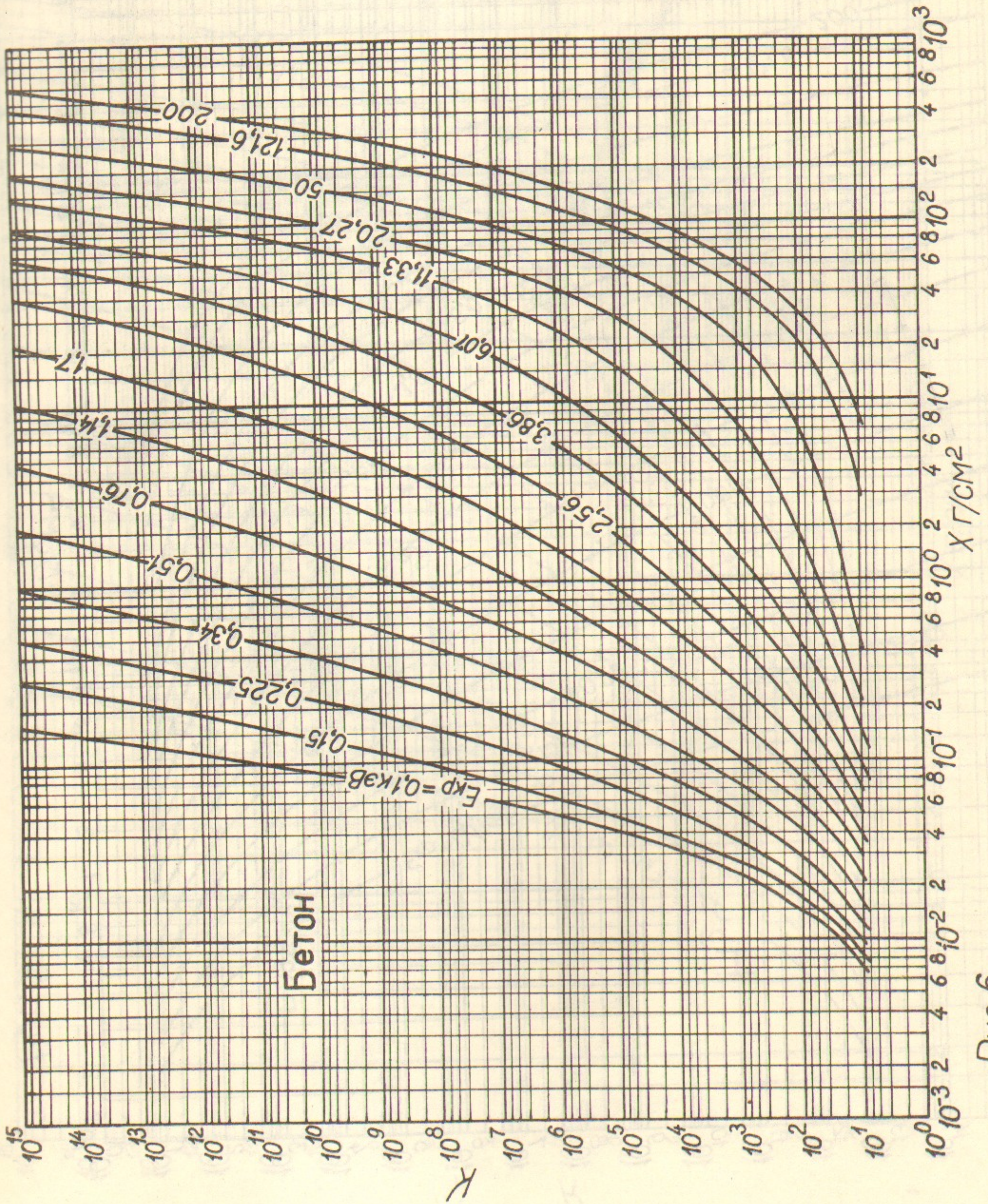


Рис. 6

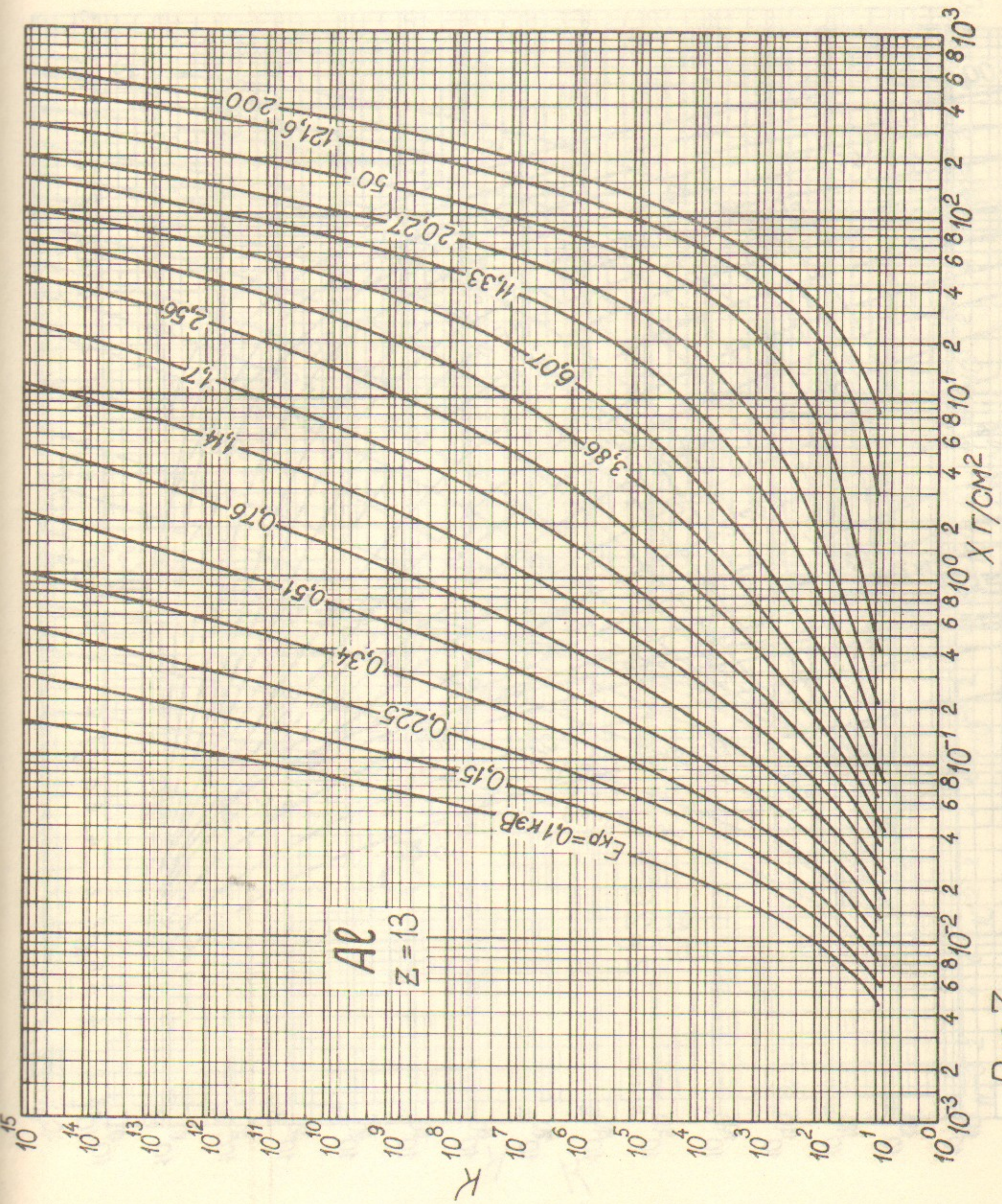


Рис.7

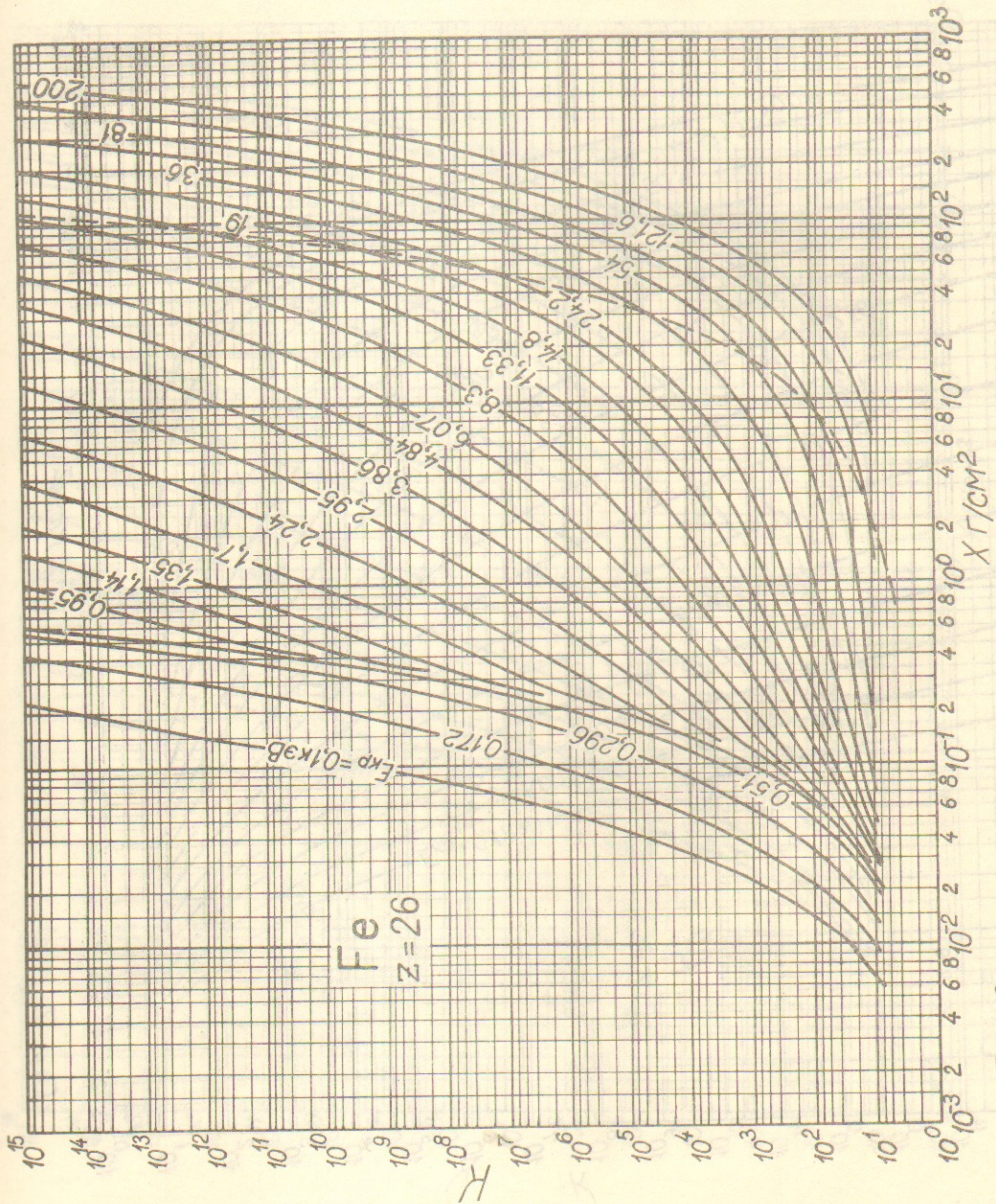


Рис. 8

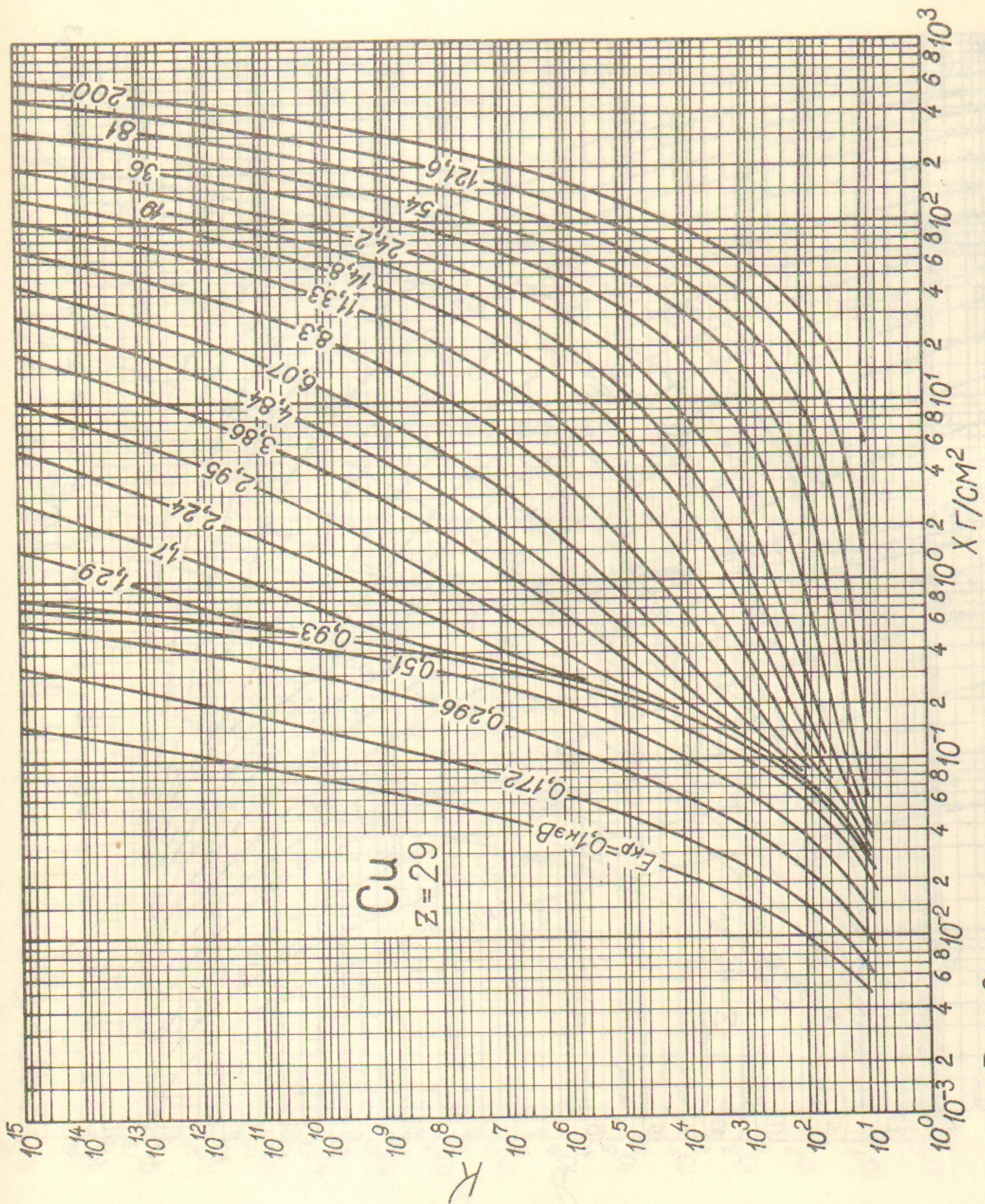
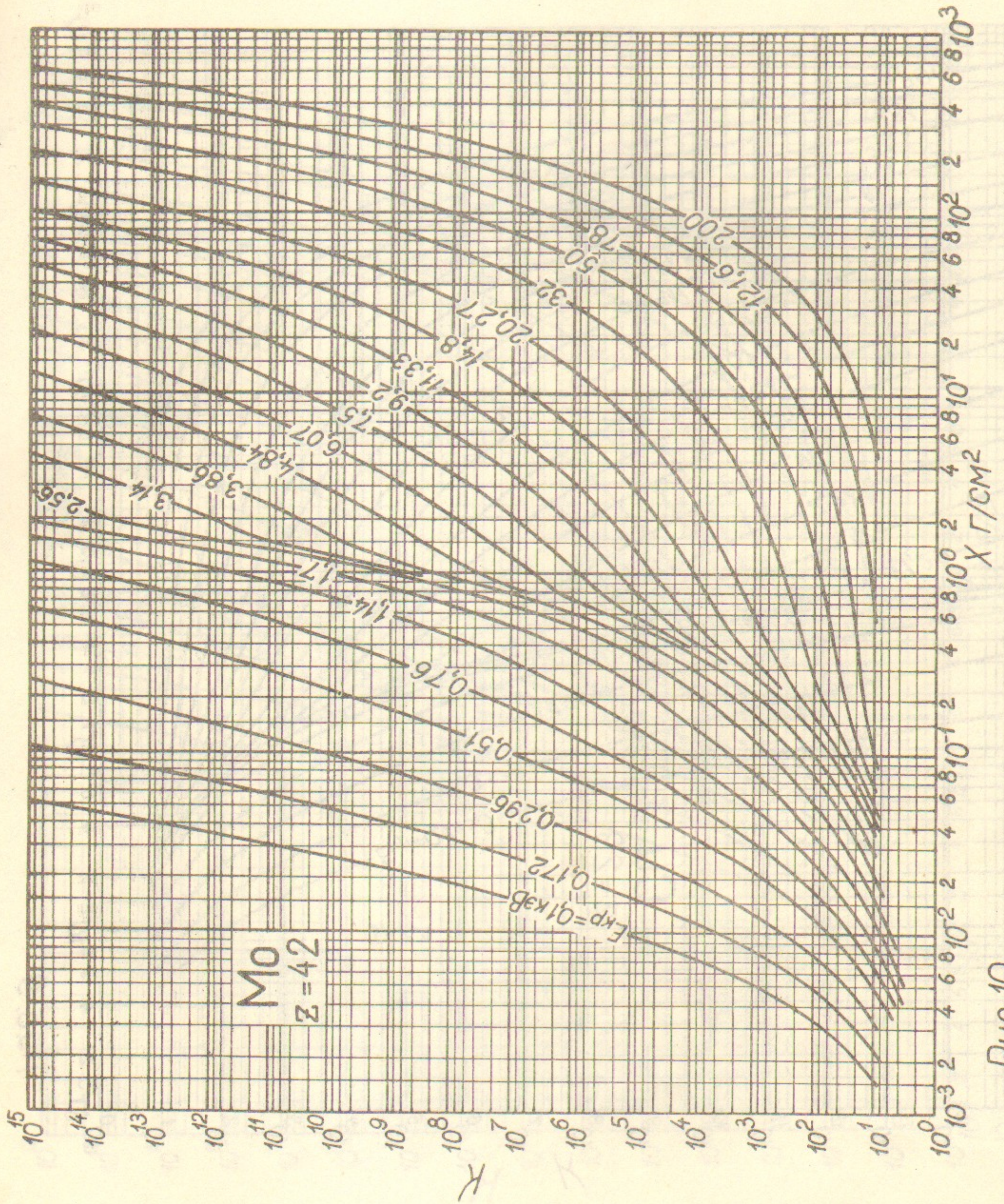


Рис. 9



Mo
 $Z = 42$

Рис. 10

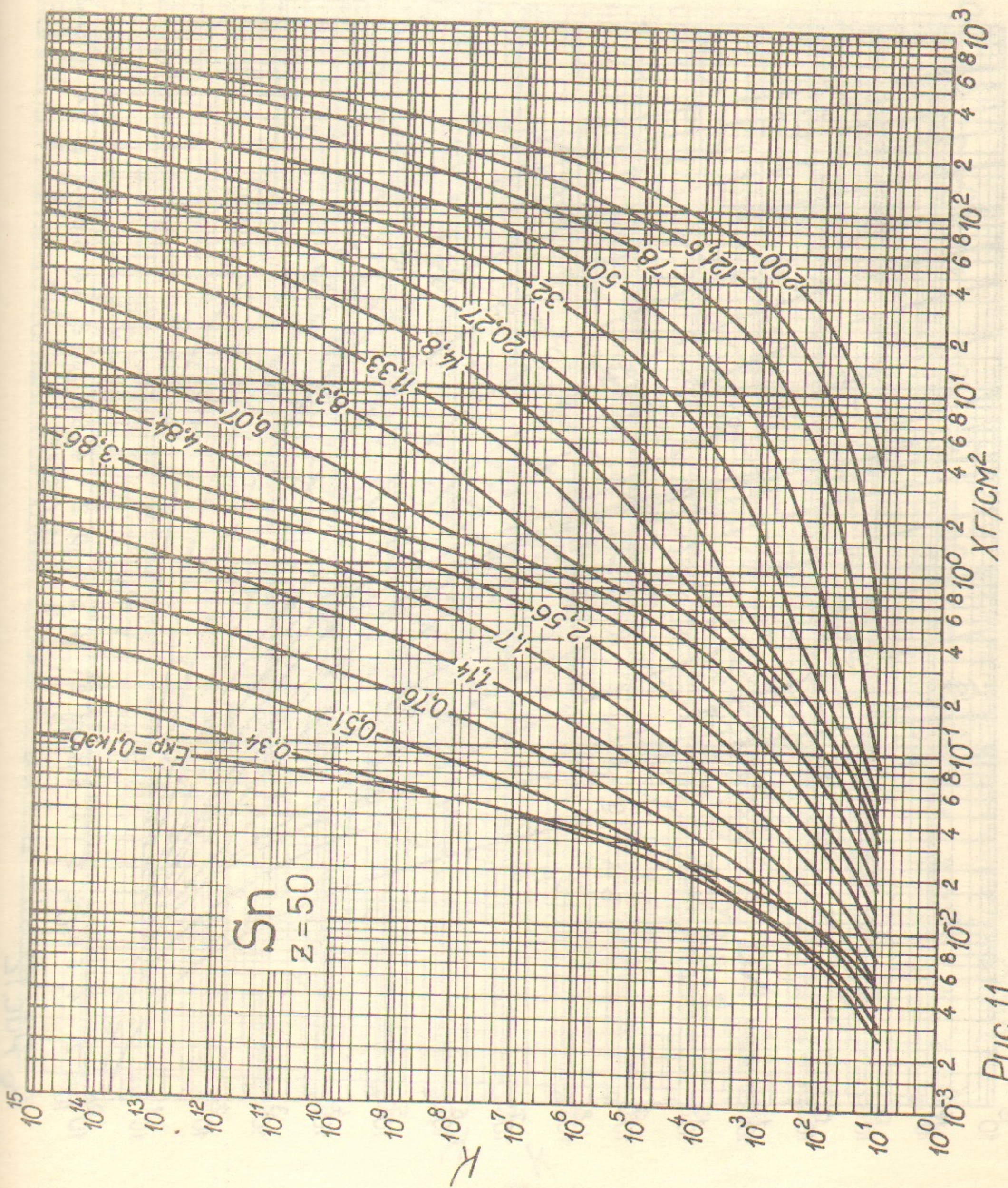


Рис. 11

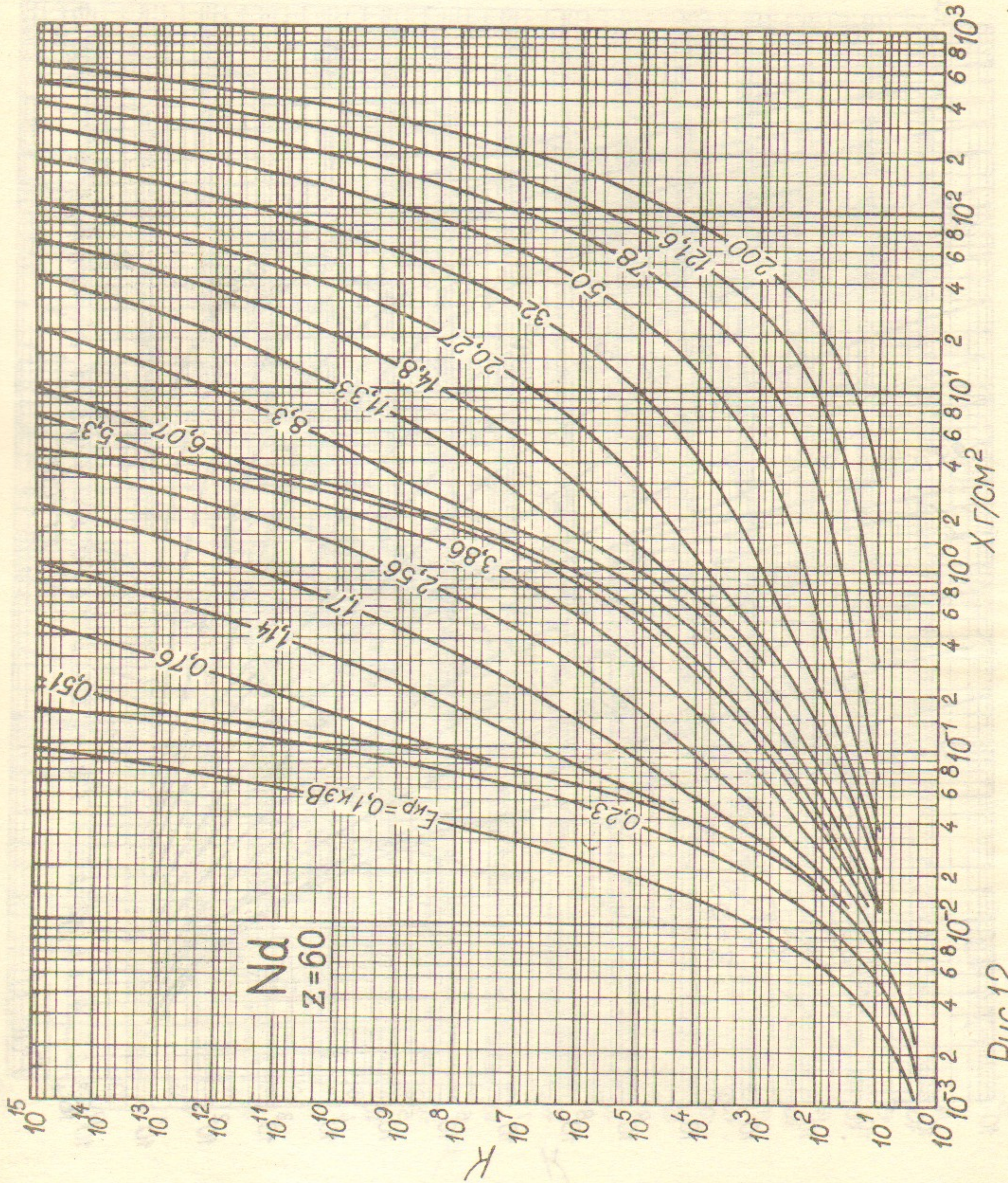


Рис.12

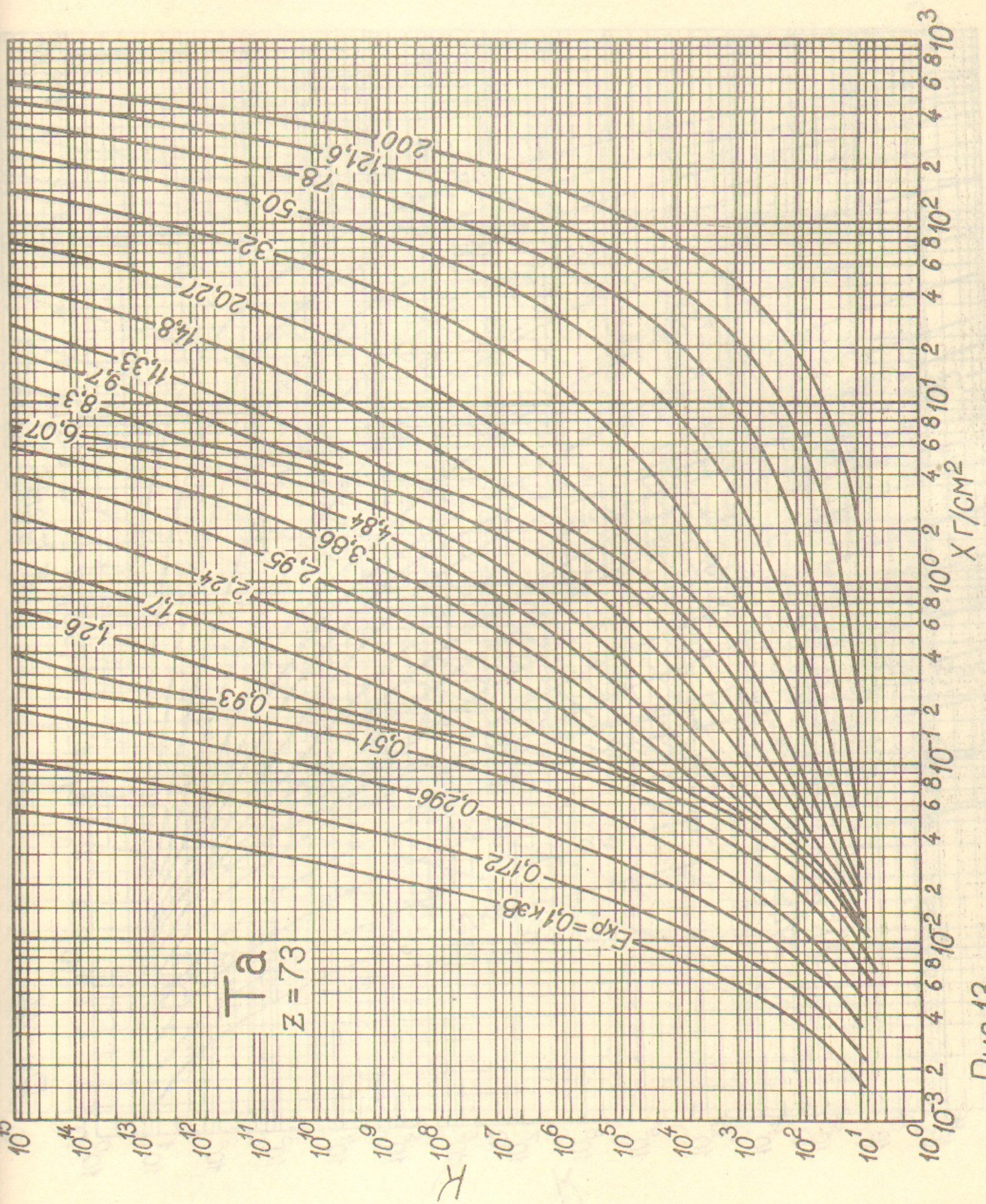


Рис.13

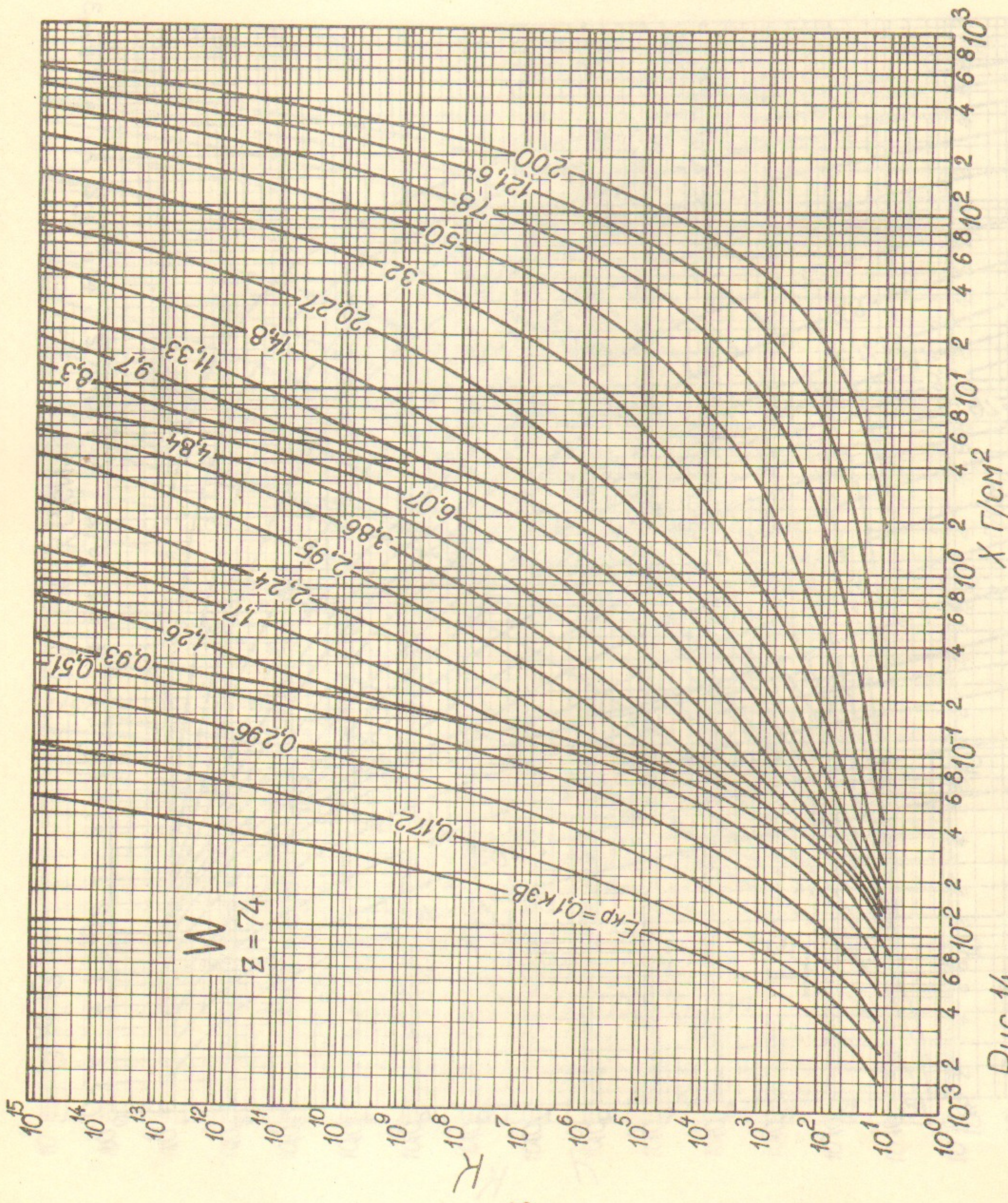


Рис. 14

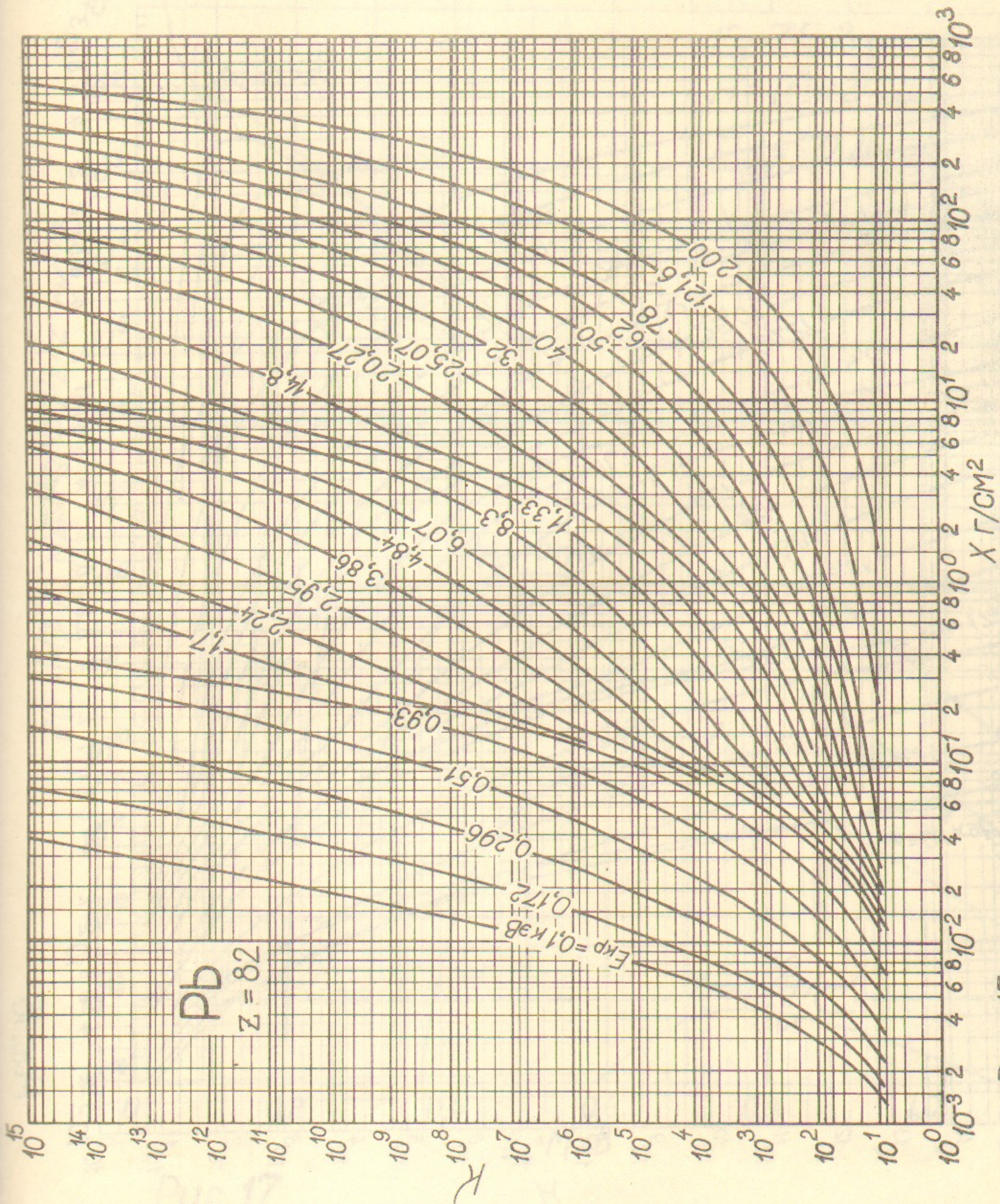


Рис. 15

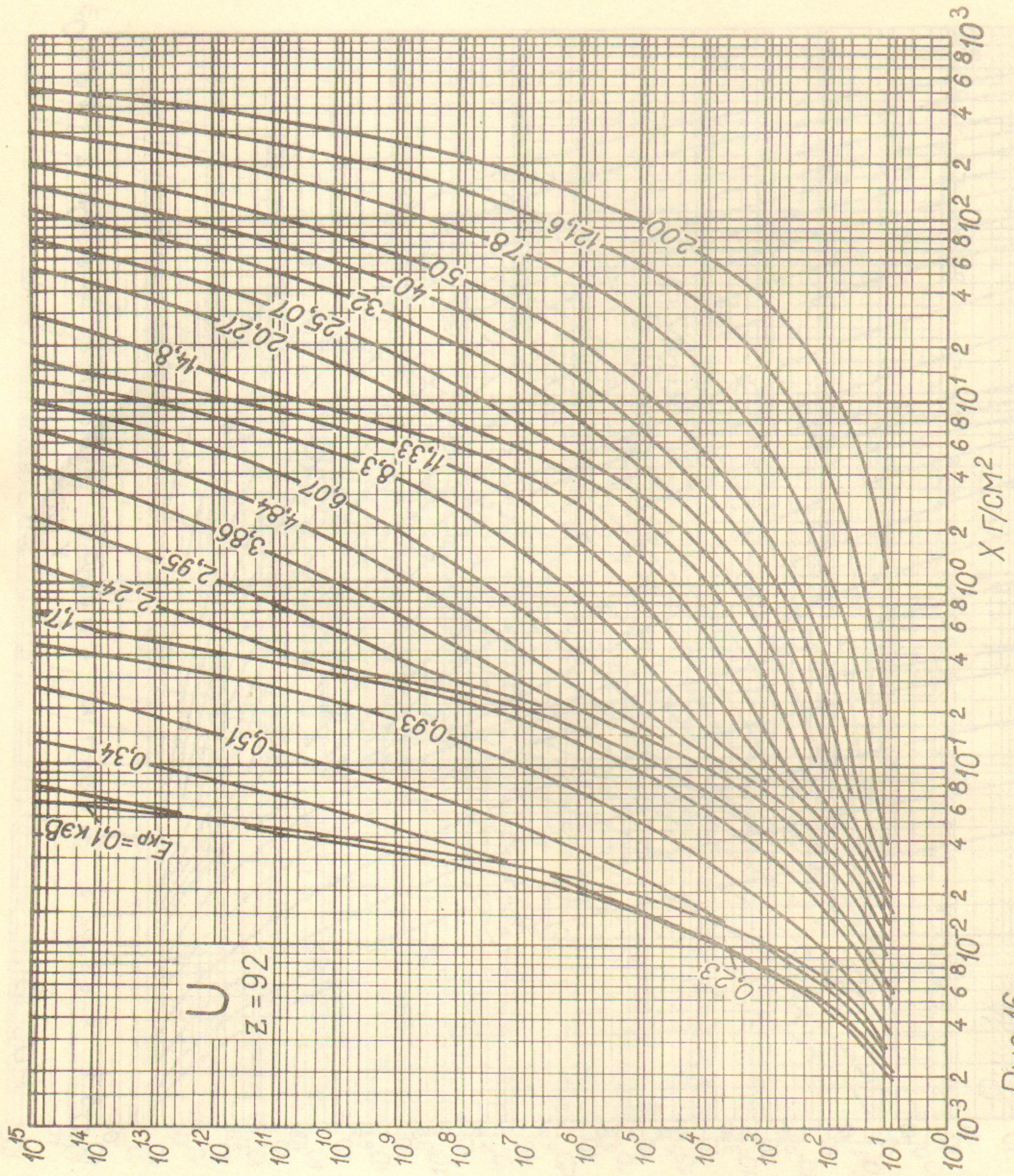


Рис. 16

K

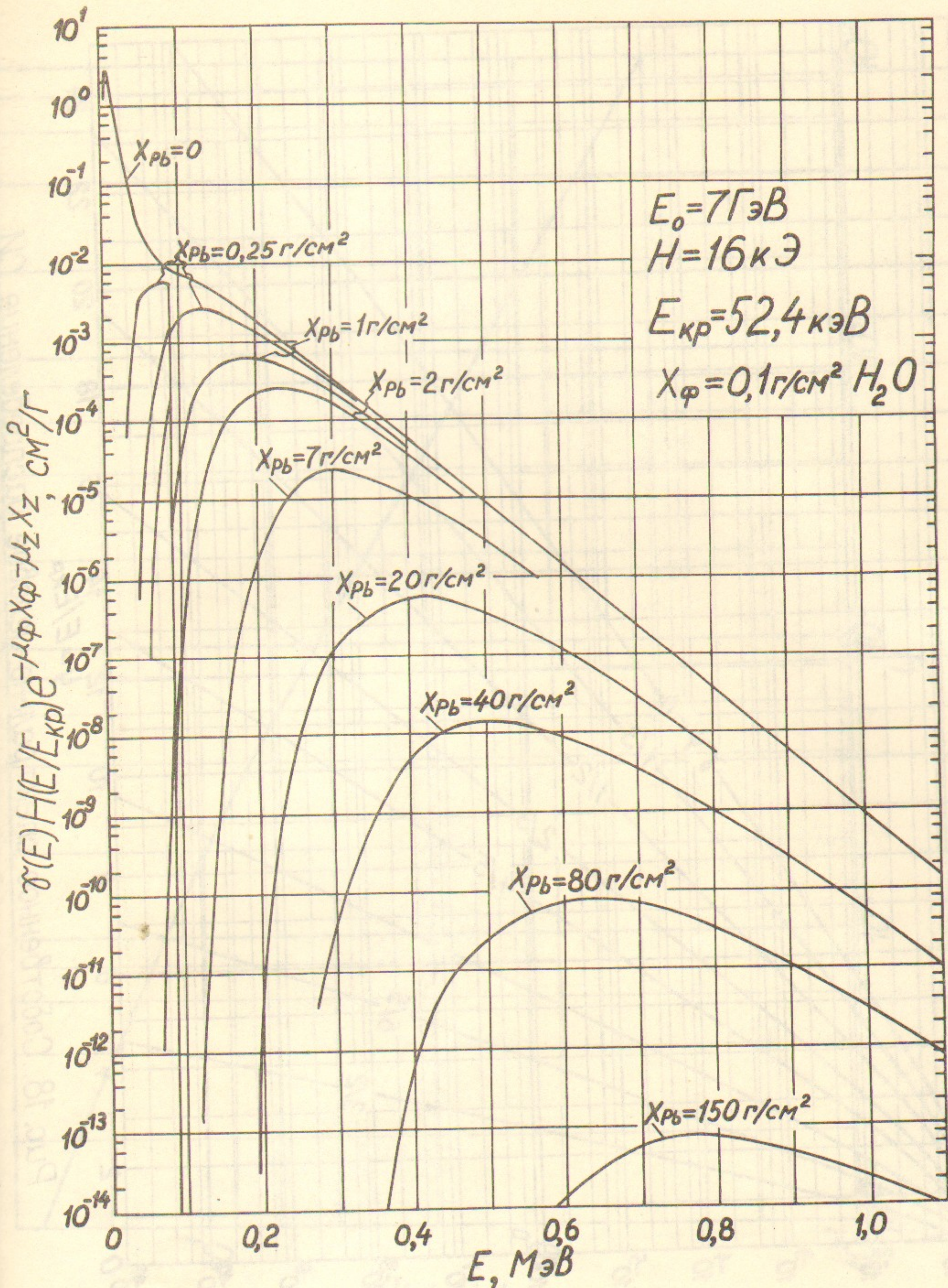


Рис. 17

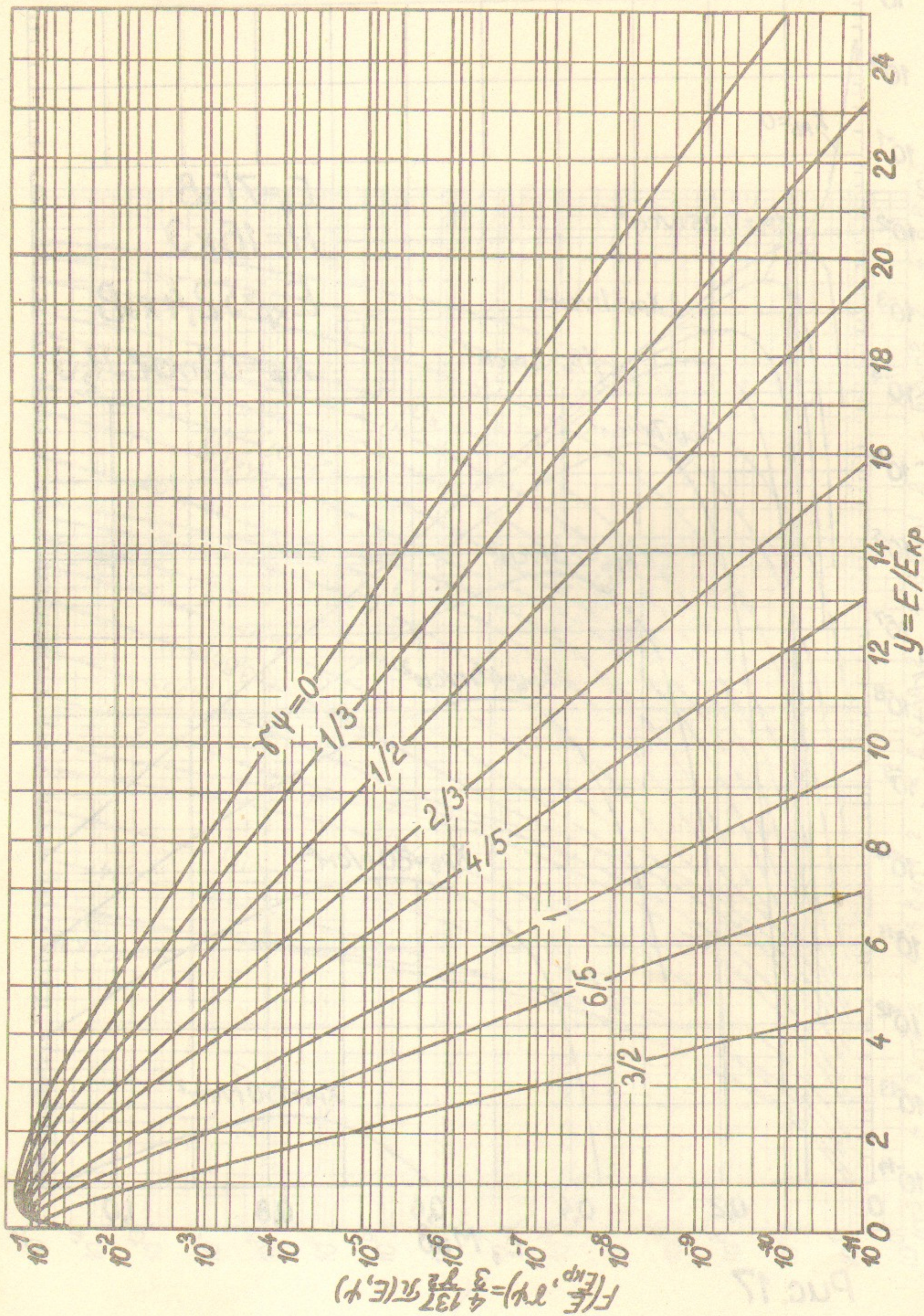


Рис. 18. Собственное спектрально-угловое распределение СИ.

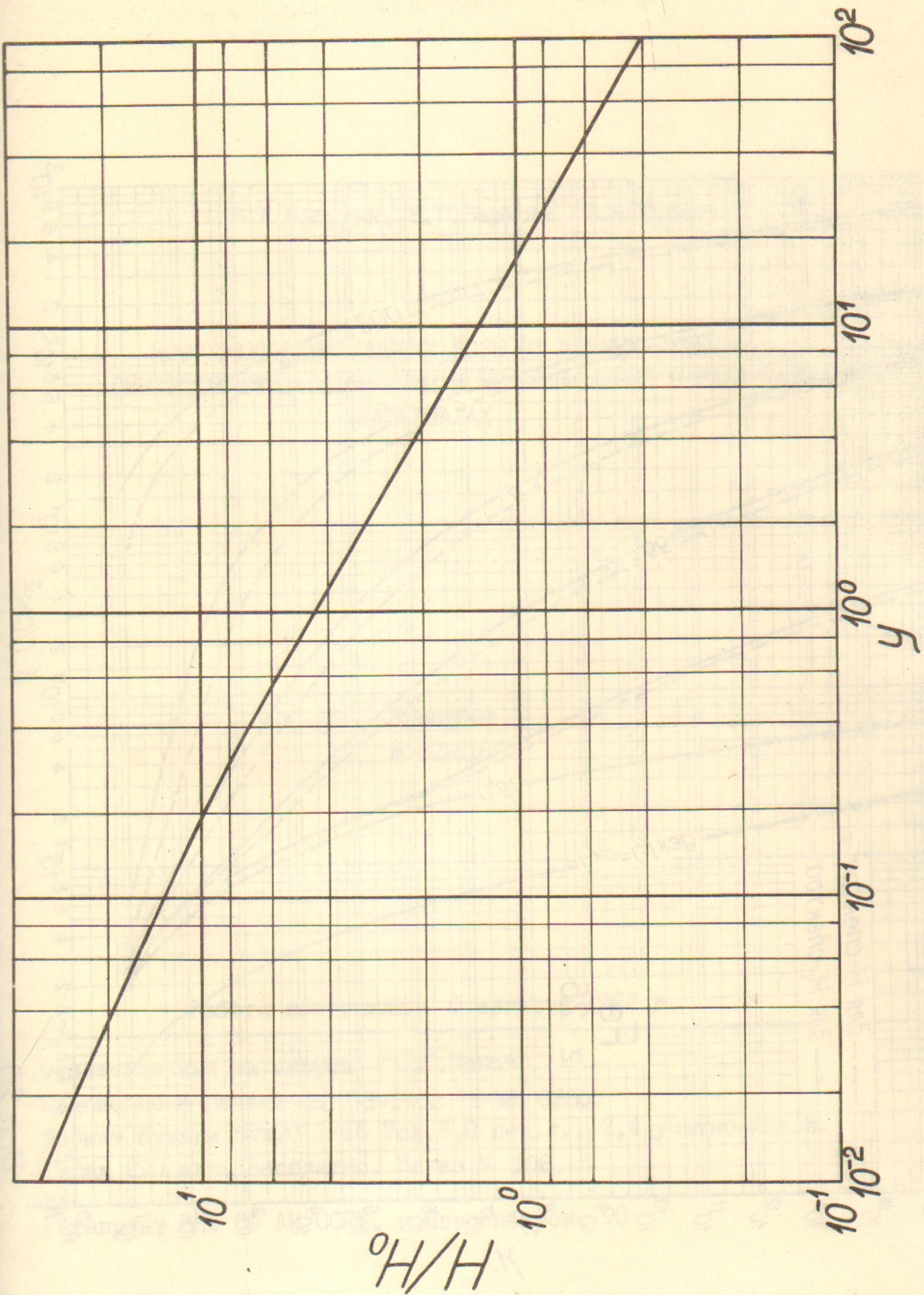


Рис. 19

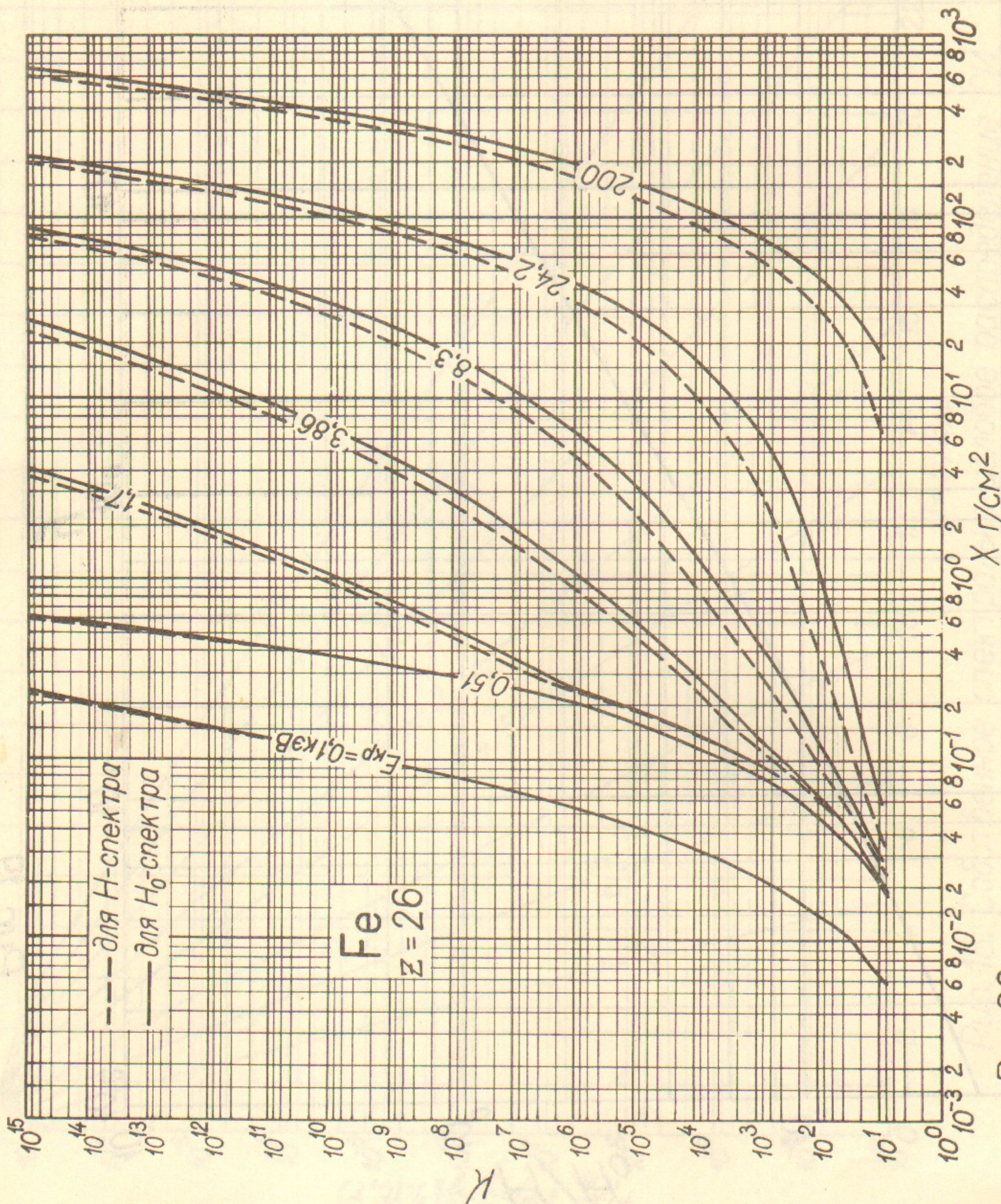


Рис. 20