

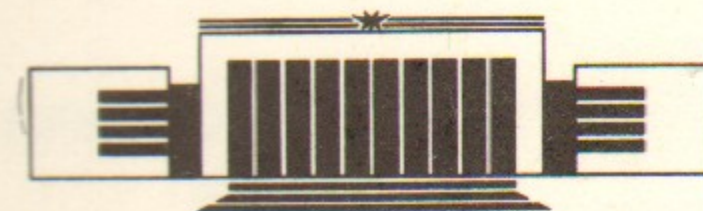


13
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СО АН СССР

В.Г. Баркова, В.Я. Чудаев

**ОСЛАБЛЕНИЕ БЕТОННОЙ ЗАЩИТОЙ
ЭКВИВАЛЕНТНОЙ ДОЗЫ
ЛИВНЕВОГО ФОТОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ
И ФОТОНЕЙТРОНОВ, ИСПУСКАЕМЫХ ИЗ
МАССИВНОЙ ЖЕЛЕЗНОЙ МИШЕНИ**

ПРЕПРИНТ 89-105



НОВОСИБИРСК

Ослабление бетонной защитой
эквивалентной дозы
ливневого фотонного излучения
и фотонейтронов, испускаемых из
массивной железной мишени

В.Г. Баркова, В.Я. Чудаев

Институт ядерной физики
630090, Новосибирск 90, СССР

АННОТАЦИЯ

Описана методика прогнозирования поля эквивалентной дозы за бетонной защитой при нормальном и наклонном падении фотонного ливневого излучения и фотонейтронов на защитный барьер. Количественные результаты представлены для случая, когда источником этих излучений является длинная цилиндрическая мишень из железа радиусом в одну радиационную единицу длины, подвергающаяся осевой бомбардировке высокоэнергетическими электронами. Приведены кривые ослабления эквивалентной дозы излучения для девяти углов в диапазоне $5-150^\circ$ при нормальном падении на защиту; подробно проанализировано поведение поля излучений за боковой защитой в интервале толщин от 0 до 650 г/см^2 . Приводятся также кривые ослабления для линейного однородного источника с теми же энергетическо-угловыми распределениями излучений с элемента длины, что и для массивной локализованной мишени. Полученные результаты могут быть полезны при проектировании защиты от излучений электронов высокой энергии и при организации дозиметрического контроля.

© Институт ядерной физики СО АН СССР

ВВЕДЕНИЕ

При проектировании защиты электрон-позитронных ускорительно-накопительных комплексов и их экспериментальных устройств необходимо принимать во внимание наличие нескольких радиационных компонент, возникающих при взаимодействии первичного пучка с материалом мишеней и конструкционных элементов установок. Главная компонента состоит из фотонов и e^\pm электромагнитного каскада. Нейтроны гигантского резонанса с невысокой энергией, испускаемые в результате фотоядерных процессов, обусловленных фотонами каскада, представляют вторую компоненту. Нейтроны более высоких энергий, возникающие в результате различных других процессов, генерируются с меньшей вероятностью, однако их проникающая способность сильно увеличивается с ростом их энергии. Наиболее проникающими являются нейтроны с энергией более 100 МэВ. Наконец, четвертой компонентой являются мюоны, роль которых становится существенной при защите от высокоэнергетических пучков большой мощности.

Раздельная оценка роли каждой из компонент практически полезна тем, что позволяет проводить (по крайней мере, на качественном уровне) оптимизацию защиты по составу материалов, а также дает необходимую исходную информацию для проектирования системы радиационного контроля.

Дозовый вклад перечисленных компонент, их ослабление в защите, помимо геометрии наблюдения, заметным образом зависит от вещества, размеров и геометрии мишени.

Изучение формирования полей эквивалентной дозы этих компонент за защитой проводилось в работах [1—5]. Работа [1] ценна тем, что наряду с расчетными оценками доз в нескольких точках (за реальной бетонной защитой конечной станции) в ней приводятся для тех же точек результаты экспериментальных измерений. Пучок e^- с энергией 7 ГэВ сбрасывался на медную цилиндрическую мишень радиусом $2,7 X_0$ и длиной $15,6 X_0$ (где X_0 — радиационная единица длины).

Расчетные оценки, сделанные в [1], следует рассматривать как весьма ориентировочные, поскольку они содержат значительные упрощения:

- не учитывалась зависимость энергетического спектра фотонов от угла ϑ_0 их вылета по отношению к первичному пучку e^- (эффективная энергия фотонов для всех углов принималась равной 9 МэВ);
- для фотонейтронов не учитывалось самопоглощение в мишени;
- для всех излучений использовались асимптотические (по глубине) длины выведения и не учитывались эффекты косого падения на защиту.

Расхождения между расчетными и экспериментальными результатами для некоторых точек были достаточно велики. Окончательные суждения о соотношении тех и других данных затрудняются в отдельных случаях значительным фоном рассеянных излучений, проникающих через лабиринты в основной защите, а также трудностями аккуратной экспериментальной оценки нейтронных доз. Тем не менее результаты сравнения для нейтронов с $E_n > 100$ МэВ и для фотонного ливневого излучения в общем указывают на то, что для больших ϑ_0 предварительные расчетные оценки были достаточно консервативными. С другой стороны, существенное ($1,5 \div 2,5$ порядка) превышение экспериментальных данных над расчетными для фотонного ливневого излучения (ФЛИ) при малых углах, по нашему представлению, могло быть связано с неучтенным (но значительным) вкладом мюонов.

В [2] приведены кривые ослабления ($\vartheta_0 = 20; 45; 90^\circ$) бетоном эквивалентной дозы отдельных компонент и их суммарной дозы при нормальном падении на защиту. Для оценки ослабления ФЛИ также использовалась концепция эффективной энергии, но учитывалась приближенно ее зависимость от ϑ_0 . Считалось, что источником излучений является полубесконечная цилиндрическая мишень радиусом в 1 радиационную единицу длины, бомбардируемая электронами с $E_0 = 7$ ГэВ.

В [3] для мишени с высоким атомным номером (размеры и геометрия мишени не описаны) приводятся кривые ослабления бетоном эквивалентной дозы упомянутых компонент, а также нейтронов с $25 \text{ МэВ} < E_n < 100 \text{ МэВ}$ при $\vartheta_0 = 90^\circ$.

Значительное количество полезных данных по ослаблению высокоэнергетических излучений веществом представлено в монографии [4]:

1) слои десятикратного ослабления в обычном бетоне, железе и свинце для тормозного излучения из толстых мишеней в условиях широкого пучка вблизи $\vartheta_0 = 0$ как функция энергии E_0 электронов, падающих на мишень с большим Z ; даны как «равновесные» значения этих слоев, так и величины первого слоя;

2) факторы ослабления тормозного излучения для тех же материалов и тех же условий, что и в предыдущем пункте, как функция толщины защиты и энергии E_0 первичных электронов;

3) первый и «равновесный» слои десятикратного ослабления широкого мононаправленного пучка моноэнергетических нейтронов в обычном бетоне как функция энергии нейтронов;

4) кривые ослабления эквивалентной дозы широких пучков моноэнергетических, мононаправленных нейтронов, перпендикулярно падающих на обычный бетон, при различных энергиях падающих нейтронов (от 0,1 до 400 МэВ);

5) кривые ослабления эквивалентной дозы широких мононаправленных пучков нейтронов для представительных фотонейтронных спектров, нормально падающих на обычный бетон, при энергиях первичных e^- $E_0 \leq 85$ МэВ;

6) кривые ослабления эквивалентной дозы фотонейтронов, генерируемых электронами с $E_0 = 400$ МэВ в толстой медной мишени в диапазонах ϑ_0 : $0-30^\circ$; $30-60^\circ$; $60-120^\circ$; $120-180^\circ$, для различных защитных материалов (железо, ильменит, грунт, бетон, а также для двухслойной композиции железо—грунт).

В работе [5] экспериментально изучалось ослабление электронно-фотонного ливневого излучения (ЭФЛИ) в железе, свинце, песке, обычном и тяжелом бетоне при ϑ_0 равном 30 и 90° . В качестве мишеней использовались стальные пластины толщиной $d = 0,2; 1; 5$ и 10 см, наклоняемые под различными углами к падающему пучку. Приведены кривые ослабления ЭФЛИ в перечисленных материалах для $\vartheta_0 = 90^\circ$, $d = 0,2$ см, $E_0 = 7,2$ ГэВ. Предложена упрощенная полуэмпирическая формула для оценки дозы жесткой компоненты ЭФЛИ за защитой, снабженная таблицами параметров, зависящих от материала защиты, ϑ_0 и геометрии мишени.

Данные, представленные в цитированных работах, не исчерпывают, однако, всех насущных потребностей практического проектирования защиты. Очевиден недостаток сведений о зависимости ослабления высокоэнергетических излучений в защите от ϑ_0 , отсутствие информации о влиянии эффектов наклонного падения на защиту для представительных спектров этих излучений в типичных случаях. Цель настоящей работы — частичное восполнение указанных пробелов.

Конкретные количественные результаты в предлагаемой работе получены для случая, когда источником излучений является длинная (полубесконечная) цилиндрическая мишень из железа, поле излучения которой предварительно изучалось в [2] и [6]. Такой выбор оправдывается, прежде всего, тем, что в практических ситуациях основная доля бетонной защиты располагается, как правило, под большими углами к направлению первичного пучка в месте его гибели и воспринимает потоки излучений от достаточно развитых ливней. Даже при очень малой толщине стенок тракта транспортировки пучка в местах его гибели образующиеся в стенках потоки жесткого тормозного излучения и высокоэнергетические e^\pm -пары, выходя наружу, обычно попадают по ходу движения на фланцевые соединения, массивные элементы фокусирующих, вакуумных, измерительных и других систем, в которых и происходит дальнейшее развитие электромагнитного каскада. Хотя продольный масштаб ливня при этом заметно увеличен по сравнению с масштабом его развития в сплошной среде, однако часто он остается все же малым по отношению к типичным расстояниям, фигурирующим в вопросах защиты.

Реальные «мишени», вообще говоря, не являются полубесконечными, и вполне может оказаться, что выход излучений через тыльную поверхность в область малых ϑ_0 на единицу телесного угла существенно превысит выход в эти же направления через боковую поверхность «мишени». Естественным решением в этом случае может быть установка за мишенью дополнительной малогабаритной локальной защиты из плотного материала для прикрытия небольшого телесного угла вблизи $\vartheta_0=0$, в результате чего ситуация приблизится к геометрии длинной цилиндрической мишени, а за основной бетонной защитой по-прежнему останется функция поглощения излучений развитого ливня.

Радиальный размер мишени, равный $1 X_0$, для железа соответствует 1,03 мольеровской единицы длины; согласно [1] и [7], доля энергии ливня, уходящая за пределы такого радиального

размера, составляет $\sim 10\%$ энергии первичного электрона. С другой стороны, выход фотонейтронов из такой мишени будет мало отличаться от полного их количества, образующегося в бесконечной среде.

Из сказанного следует, что рассматриваемая цилиндрическая мишень во многих случаях может быть принята в качестве базовой для оценки физических требований к основной защите ускорительного помещения, по крайней мере, на начальной стадии проектирования, когда детали конструкции установок еще недостаточно хорошо известны.

Роль мюонов в формировании дозного поля в наибольшей степени может проявляться за толстыми слоями защиты в области малых ϑ_0 [2, 4]. Физические особенности образования и переноса этой компоненты не позволяют описать простым образом поведение мюонной дозы за защитой с помощью малого числа параметров. Зависимость дозы от E_0 более сложна, чем в случае ЭФЛИ и фотонейтронов; дополнительным параметром является также пролетный путь между мишенью и защитой. Кроме того, вследствие большой величины пробегов высокоэнергетических мюонов в веществе и наличия у них электрического заряда на формирование малоугловых (по ϑ_0) мюонных потоков в реальных условиях сравнительно большее влияние оказывают конкретная геометрия массивных конструктивных элементов, прилегающих к тракту транспортировки первичного пучка непосредственно за выделенным местом потерь, и характеристики магнитного поля на пути прохождения мюонов. В настоящей работе вопросы защиты от мюонов не рассматриваются. Некоторые оценки ослабления бетоном эквивалентной дозы мюонов, испускаемых из массивной железной мишени при отсутствии магнитного поля, выполнены в [2] для условий нормального падения на защиту. Позднее эти результаты были использованы для прогнозирования радиационной обстановки на комплексе ВЭПП-4 [19].

2. ОСНОВНЫЕ РАСЧЕТНЫЕ СООТНОШЕНИЯ

Мы будем полагать, что характерные расстояния от мишени до основной защиты и до точки наблюдения достаточно велики по сравнению с масштабами развития ливня в железе, и, следовательно, область максимума его развития в мишени может рассмат-

риваться как эффективный локализованный (точечный) источник различных излучений (рис. 1).

ФЛИ. Для целей проектирования защиты в большинстве случаев достаточно знать поведение такого функционала поля излучения как тканевая керма. Если ФЛИ, выходящее из мишени, падает на плоский защитный барьер толщины d под углом ϑ (рис. 1), то величина тканевой кермы на наружной поверхности защиты, нормированная на один первичный электрон, входящий в мишень, может быть выражена следующим образом:

$$D(E_0, \vartheta_0, l, \vartheta, Z, R) \approx \frac{1}{R^2} \int_0^{E_0} \gamma(k) \frac{d^2 I(E_0, \vartheta_0, k)}{d\Omega dk} e^{-\bar{\mu} \bar{l}} B(\bar{\mu} \bar{l}, Z, \vartheta, k) dk, \quad (1)$$

где E_0 — энергия электронов, бомбардирующих мишень; ϑ_0 — угол между направлением первичного пучка e^- и направлением из мишени в точку наблюдения; k — энергия фотона, МэВ; $\gamma(k)$ — массовый коэффициент передачи энергии фотонами энергии k для ткани [8], $\text{см}^2/\text{г}$; $\frac{d^2 I(E_0, \vartheta_0, k)}{d\Omega dk}$ — энергетическо-угловое распределение ФЛИ, выходящего из мишени, $\frac{\text{МэВ}}{\text{МэВ} \cdot \text{ср} \cdot e^-}$; $\bar{\mu} = \bar{\mu}(k, Z)$ — массовый коэффициент ослабления фотонов энергии k в веществе защиты с эффективным атомным номером Z [9], $\text{см}^2/\text{г}$; $\bar{l} = d/\cos\vartheta$ — толщина защиты вдоль луча («косая» толщина), $\text{г}/\text{см}^2$; B — фактор накопления по керме; R — расстояние от эффективного источника до точки наблюдения, см.

Помимо аргументов, отмеченных в спецификации, фактор накопления, вообще говоря, зависит от углового распределения выходящих из источника фотонов энергии k и от расстояния между источником и защитой. Однако если последнее расстояние достаточно велико по сравнению со средней длиной свободного пробега фотонов в защите, то влиянием указанных дополнительных факторов можно пренебречь.

Символ приближенного равенства использован в (1) в том смысле, что приведенное выражение не учитывает явным образом вклад в керму излучения, рассеиваемого телом человека, находящегося у наружной поверхности защиты, а также ограждающими конструкциями примыкающих к защите помещений и другими массивными предметами. Детальный учет этих обстоятельств доста-

точно трудоемок и на стадии проектирования защиты вряд ли целесообразен.

Для рассматриваемой полубесконечной цилиндрической мишени из железа практически значимая область интегрирования в (1) при $\vartheta_0 > 5^\circ$ содержится в интервале $0,15 \text{ МэВ} \leq k \leq 100 \text{ МэВ}$.

При $\vartheta_0 > E_s/E_0$ (где $E_s = 21,2 \text{ МэВ}$) величина $\frac{d^2 I}{d\Omega dk}$ примерно пропорциональна E_0 внутри определяющего интервала энергий фотонов k [6], поэтому для экономии графического представления расчетных результатов удобна комбинация:

$$\frac{DR^2}{E_0} \approx \int_0^{E_0} \gamma(k) \frac{1}{E_0} \frac{d^2 I}{d\Omega dk} e^{-\bar{\mu} \bar{l}} B(\bar{\mu} \bar{l}, Z, \vartheta, k) dk, \quad (2)$$

практически не зависящая от E_0 и R . Наличие достаточно подробного (по ϑ_0 и ϑ) семейства кривых DR^2/E_0 полезно для проведения быстрого анализа радиационной обстановки при известной экспозиции мишени и заданной защите. При этом в левой части (2) вместо E_0 можно подставить полную энергию пучка $\varepsilon = nE_0$, под D же в этом случае следует понимать совокупную дозу (керму), обусловленную бомбардировкой мишени n электронами энергии E_0 .

С помощью (1) или (2) можно рассчитать кривые зависимости кратности ослабления кермы ФЛИ от толщины защиты при различных значениях других параметров:

$$K(\vartheta_0, l, \vartheta, Z) = \frac{D(E_0, \vartheta_0, 0, \vartheta, Z, R)}{D(E_0, \vartheta_0, l, \vartheta, Z, R)}. \quad (3)$$

Такого рода графические зависимости удобны при проектном определении толщины защиты по требуемой кратности ослабления.

Фотонейтроны. Прямой расчет дозового вклада фотонейтронов за защитой по соотношениям, аналогичным (1) или (2), затрудняется, в первую очередь, отсутствием детальной информации по факторам накопления для моноэнергетических нейтронов; поэтому дальнейшие оценки будут основываться в значительной степени на соображениях качественного характера и данных полуэмпирического происхождения.

Пространственное распределение флюенса (дозы) нейтронов реакторного диапазона энергий на глубине, превышающей не-

сколько длин свободного пробега, с достаточно хорошей для практических расчетов точностью после исключения геометрического фактора удается описать простой экспоненциальной зависимостью [10]:

$$\Phi(d) = \Phi_0 \cdot f \cdot e^{-d/L}, \quad (4)$$

где L — длина релаксации нейтронов в среде, зависящая от энергии нейтронов источника, компоновки и геометрии защиты, энергии детектируемых нейтронов и других условий измерений; $f > 1$ — коэффициент, учитывающий первоначальное накопление нейтронов, испытавших рассеяние на большие углы; Φ_0 — флюенс падающих нейтронов в отсутствие защиты. Процесс первоначального накопления обуславливает отклонение закона ослабления от простой экспоненциальной зависимости (4) на малых толщинах защиты. Очевидно, что для водородсодержащих сред величина L будет близка к соответствующей длине выведения λ_0 ведущей быстрой группы нейтронов источника.

Для удобства приближенной оценки эффекта наклонного падения на защиту мы будем представлять флюенс (дозу) нейтронов состоящим из двух компонент:

$$\Phi = \Phi_l + \Phi_s, \quad (5)$$

где Φ_l — флюенс нейтронов, не испытавших выведения из «прямого» пучка, т. е. обусловленный непровзаимодействовавшими нейтронами и нейтронами, отклонившимися на небольшие углы от первоначального направления; Φ_s — флюенс, обусловленный нейтронами, выведенными из «прямого» пучка на большие углы, и вторичными нейтронами.

Закон ослабления Φ_l определяется, в первую очередь, сечением выведения $\Sigma_{\text{выв}}$ для материала защиты и приближенно записывается в виде:

$$\Phi_l \approx \Phi_0 e^{-d/\lambda_0}, \quad (6)$$

где $\lambda_0 = 1/\Sigma_{\text{выв}}$.

Величина же Φ_s может быть получена интегрированием по объему защиты плотности генерации выведенных и вторичных нейтронов с учетом их углового распределения, геометрической расходимости и ослабления материалом защиты. При дальнейших численных оценках Φ_s мы будем пользоваться дополнительными упрощающими допущениями относительно формы углового распределе-

ния этих нейтронов и их закона ослабления. Эффективную длину выведения λ_1 этих нейтронов можно рассматривать как параметр, допускающий некоторую свободу выбора. Выбрав этот параметр таким образом, чтобы расчетная сумма $\Phi_l + \Phi_s$ давала правильный результат при достаточно больших толщинах защиты в условиях нормального падения, можно надеяться, что и в случае наклонного падения аналогичный расчет с тем же λ_1 даст приемлемый результат (по крайней мере, для не слишком малых $\cos \theta$), несмотря на некоторую условность разделения флюенса на Φ_l и Φ_s в соответствии с (5) и (6).

Используя (6), выражение для объемной плотности источников рассеянных и вторичных нейтронов внутри защиты можно представить в следующем виде (геометрические обозначения см. на рис. 2):

$$q_s(y) = \alpha \left| \frac{d\Phi_l}{dl} \right| = \alpha \frac{\Phi_0}{\lambda_0} e^{-l/\lambda_0} = \alpha \cos \theta \frac{\Phi_0}{\lambda_0 \cos \theta} e^{-y/\lambda_0 \cos \theta}, \quad (7)$$

где α — среднее число рассеянных и вторичных нейтронов, приходящихся на один акт выведения (если рассеяние единственный процесс, то $\alpha = 1$).

Рассчитаем Φ_s вначале в предположении изотропного испускания рассеянных и вторичных нейтронов; необходимые поправки на анизотропию рассеяния и рождения введем позднее. В принятом предположении Φ_s можно записать следующим образом:

$$\Phi_s = \Phi_{s \text{ isotr}} = \int \frac{q_s(y) dV}{4\pi(b+r)^2} e^{-r/\lambda_1} \cdot f_s, \quad (8)$$

где f_s — коэффициент, аналогичный коэффициенту f в (4), а интегрирование распространяется по объему защиты.

Величина f_s в данном случае будет зависеть от координат элемента объема dV и точки наблюдения D . Используя теорему о среднем значении, эффективную величину \bar{f}_s этого коэффициента можно вынести за знак интеграла. Для защиты, имеющей форму бесконечной плоской пластины толщины d с распределением $q_s(y)$ источников вида (7), остающийся интеграл можно вычислить аналитически с представлением результата через интегральные экспоненциальные функции.

Нейтроны гигантского резонанса (НГР). В этом случае можно принять $\lambda_1 \approx \lambda_0$, следовательно, $\lambda_1 \geq \lambda_0 \cos \theta$. Интегрирование (8)

при $\cos \vartheta < 1$ дает следующий результат:

$$\Phi_{s \text{ isotr}} = \alpha \bar{f}_s \frac{\cos \vartheta}{2} \Phi_0 \exp\left(-\frac{d}{\lambda_0 \cos \vartheta}\right) \times \\ \times \left[\exp\left(\frac{d}{\lambda_0 \cos \vartheta}\right) E_1\left(\frac{d}{\lambda_0}\right) + Ei\left(\frac{d}{\lambda_0 \cos \vartheta} - \frac{d}{\lambda_0}\right) + \ln \frac{\cos \vartheta}{1 + \cos \vartheta} \right]. \quad (9)$$

В лабораторной системе координат рассеяние нейтронов ядрами водорода в обратных направлениях невозможно; в переднем же полупространстве дифференциальное сечение рассеяния приблизительно пропорционально косинусу угла рассеяния. Более тяжелые ядра, входящие в состав бетона, рассеивают быстрые нейтроны в полный телесный угол, однако большая часть нейтронов рассеивается все же в передних направлениях. Для наших целей удобно считать рассеяние изотропным в переднем полупространстве. При таком условии, в случае нормального падения первичных нейтронов на защиту в выражении (8) следует заменить 4π в знаменателе подынтегрального выражения на 2π , из чего следует $\Phi_s = 2\Phi_{s \text{ isotr}}$. При ϑ , близком к $\pi/2$, подынтегральная функция будет иметь ненулевую (удвоенную) величину только на той «половине» пластины, со стороны которой приходят первичные нейтроны, следовательно, $\Phi_s = \Phi_{s \text{ isotr}}$ в этом случае. Для промежуточных ϑ уместна следующая интерполяция:

$$\Phi_s \approx (1 + \cos \vartheta) \Phi_{s \text{ isotr}}. \quad (10)$$

Таким образом, окончательное выражение для этой компоненты флюенса в случае НГР запишется в виде

$$\Phi_s = \alpha \bar{f}_s (1 + \cos \vartheta) \frac{\cos \vartheta}{2} \Phi_0 \exp\left(-\frac{d}{\lambda_0 \cos \vartheta}\right) \times \\ \times \left[\exp\left(\frac{d}{\lambda_0 \cos \vartheta}\right) E_1\left(\frac{d}{\lambda_0}\right) + Ei\left(\frac{d}{\lambda_0 \cos \vartheta} - \frac{d}{\lambda_0}\right) + \ln \frac{\cos \vartheta}{1 - \cos \vartheta} \right]. \quad (11)$$

Величину содержимого квадратных скобок в (11) при приближении к условиям нормального падения можно определить, пользуясь разложением $Ei(x)$ при малых значениях аргумента:

$$\left[\right] \xrightarrow{\cos \vartheta \rightarrow 1} e^{d/\lambda_0} E_1(d/\lambda_0) + \ln(gd/\lambda_0), \quad (12)$$

где $g = 1,7811\dots$

Нейтроны высокой энергии (НВЭ). Вследствие быстрого умень-

шения дифференциальной длины пробега ливневых фотонов с ростом их энергии ($\sim 1/k^2$), рассматриваемая компонента будет представлена в основном нейтронами с энергиями, не слишком превышающими 100 МэВ. Основным процессом, приводящим к выведению таких нейтронов из прямого пучка в защите, являются неупругие взаимодействия с ядрами, сопровождающиеся вылетом одного-двух каскадных нейтронов с энергией в десятки МэВ (включая первичный нейтрон) и вылетом примерно одного испарительного нейтрона с энергией в несколько МэВ [11—13].

Каскадные частицы испускаются преимущественно в передних направлениях, испарительные же нейтроны — изотропно. Поэтому угловое распределение для суммы тех и других частиц мы будем приближенно считать (как и в случае НГР) изотропным в переднем полупространстве и зануленным для обратных направлений. Однако эффективная длина выведения вторичных нейтронов λ_1 в этом случае будет существенно меньше λ_0 вследствие малости их средней энергии в сравнении с энергией первичных НВЭ.

При не слишком выраженном наклонном падении $\lambda_0 \cos \vartheta > \lambda_1$ и интегрирование (8) с последующим учетом анизотропии приводит к следующему результату:

$$\Phi_s = \alpha \bar{f}_s \times (1 + \cos \vartheta) \frac{\cos \vartheta}{2} \Phi_0 \exp\left(-\frac{d}{\lambda_0 \cos \vartheta}\right) \times \\ \times \left[\exp\left(\frac{d}{\lambda_0 \cos \vartheta}\right) E_1\left(\frac{d}{\lambda_1}\right) + \ln \frac{\lambda_0 \cos \vartheta}{\lambda_0 \cos \vartheta - \lambda_1} - E_1\left(\frac{d}{\lambda_1} - \frac{d}{\lambda_0 \cos \vartheta}\right) \right]. \quad (13)$$

Для больших углов падения, когда $\lambda_0 \cos \vartheta < \lambda_1$, результат выглядит следующим образом:

$$\Phi_s = \alpha \bar{f}_s (1 + \cos \vartheta) \frac{\cos \vartheta}{2} \Phi_0 \exp\left(-\frac{d}{\lambda_0 \cos \vartheta}\right) \times \\ \times \left[\exp\left(\frac{d}{\lambda_0 \cos \vartheta}\right) E_1\left(\frac{d}{\lambda_1}\right) + Ei\left(\frac{d}{\lambda_0 \cos \vartheta} - \frac{d}{\lambda_1}\right) + \ln \frac{\lambda_0 \cos \vartheta}{\lambda_1 - \lambda_0 \cos \vartheta} \right]. \quad (14)$$

В граничном случае $\lambda_0 \cos \vartheta = \lambda_1$, и содержимое квадратных скобок в (13) и (14) принимает вид

$$\left[\right] \xrightarrow{\cos \vartheta \rightarrow \lambda_1/\lambda_0} e^{d/\lambda_1} E_1(d/\lambda_1) + \ln(gd/\lambda_1). \quad (15)$$

Оценку максимальной эквивалентной дозы в теле, находящемся за защитой, по известным Φ_i и Φ_s можно выполнить с помощью следующего соотношения:

$$D \leq h_l \Phi_l + h_s \Phi_s, \quad (16)$$

где h_l — эффективное значение (по энергетическому спектру) удельной максимальной эквивалентной дозы для нейтронов прямого пучка при нормальном фронтальном падении на тело; h_s — то же для совокупности нейтронов, формирующих Φ_s . Знак неравенства в (16) возникает вследствие несовпадения геометрического положения внутри тела парциальных максимумов эквивалентной дозы от обеих составляющих [14], а также вследствие простого суммирования внутри второго слагаемого дозовых вкладов нейтронов, падающих на тело с различных направлений.

С помощью (16) можно записать следующее общее выражение для коэффициента ослабления эквивалентной дозы НГР или НВЭ в условиях их наклонного падения на защиту в геометрии широкого мононаправленного пучка:

$$\begin{aligned} \Pi(\vartheta, l) = D(\vartheta, l) / D(\vartheta, 0) &\leq [h_l \Phi_l(\vartheta, l) + h_s \Phi_s(\vartheta, l)] / h_l \Phi_0 = \\ &= \left[\Phi_l(\vartheta, l) + \frac{h_s}{h_l} \Phi_s(\vartheta, l) \right] \Phi_0^{-1}, \end{aligned} \quad (17)$$

где $l = d / \cos \vartheta$. Для консервативных оценок в соотношениях (16) и (17) можно использовать знак равенства.

Учитывая, что результаты расчета по формулам (8), (11), (13) и (14) используются в (16) и (17) для оценки полной эквивалентной дозы, обусловленной нейтронами, и ее ослабления защитой, в качестве λ_1 следует выбирать величины, характеризующие ослабление именно эквивалентной дозы, с учетом, в частности, и вклада вторичного γ -излучения, относительная роль которого с увеличением толщины защиты может стать достаточно заметной.

Поскольку для НВЭ λ_1 значительно меньше λ_0 , то фактор накопления, определяемый как отношение суммарной эквивалентной дозы к эквивалентной дозе только «прямого» пучка, в области $\vartheta \leq 60^\circ$ имеет небольшую величину и с глубиной быстро достигает равновесного значения, близкого к 2. При $0 < l \leq 2\lambda_0$ величина фактора накопления с ростом ϑ несколько уменьшается по сравнению со случаем нормального падения. Для $\vartheta > 70^\circ$ наблюдается неограниченное возрастание фактора накопления с увеличением l , носящее для больших толщин защиты характер, близкий к экспоненциальному.

Для НГР $\lambda_1 \approx \lambda_0$ и неограниченное возрастание фактора накопления с толщиной защиты имеет место при любых углах падения (правда, для $\vartheta = 0$ оно является лишь логарифмическим).

При оценке ослабления защитой суммарной эквивалентной дозы всех видов излучений необходимо учитывать исходный дозовый вклад каждой компоненты в первичном потоке излучений, выходящих из мишени. Для рассматриваемой цилиндрической мишени приведенную величину эквивалентной дозы НГР или НВЭ можно выразить в следующем виде:

$$D_0 R^2 / \varepsilon \approx h_l \cdot Y_\infty \cdot f(\vartheta_0) \cdot \beta, \quad (18)$$

где Y_∞ — количество нейтронов данной компоненты, генерируемых в бесконечном пространстве, заполненном веществом мишени, нормированное на единицу энергии первичных частиц (e^- , e^+ , либо γ), инициирующих ливень, ГэВ $^{-1}$; $f(\vartheta_0)$ — функция углового распределения нейтронов, образующихся в бесконечной среде, ср $^{-1}$; (для НГР $f(\vartheta_0) \approx 1/4\pi$); β — поправочный коэффициент, учитывающий уменьшение дозы в направлении ϑ_0 за счет конечных размеров мишени и взаимодействия образующихся нейтронов с веществом мишени. Для наших условий последний коэффициент можно приближенно оценить по соотношению

$$\beta \approx \exp\left(-\frac{r}{\lambda_m \sin \vartheta_0}\right), \quad (19)$$

где r — радиус мишени; λ_m — длина выведения нейтронов данной компоненты для материала мишени.

Если исходные дозовые вклады всех компонент и законы их ослабления известны, то кратность ослабления суммарной эквивалентной дозы вычисляется по очевидному соотношению:

$$K_\Sigma(\vartheta_0, l, \vartheta, Z) = \frac{[D_{\text{фли}} + D_{\text{нгр}} + D_{\text{нвэ}}]_{\vartheta_0, l=0, \vartheta, Z, R}}{\left[\frac{D_{\text{фли}}}{K_{\text{фли}}} + D_{\text{нгр}} \Pi_{\text{нгр}} + D_{\text{нвэ}} \Pi_{\text{нвэ}} \right]_{\vartheta_0, l=l, \vartheta, Z, R}}. \quad (20)$$

3. РЕЗУЛЬТАТЫ

На рис. 3 приведены зависимости кратности ослабления тканевой кермы ФЛИ от толщины d защиты из обычного бетона плотностью 2,3 т/м 3 при восьми значениях ϑ_0 , рассчитанные с помощью соотношений (2) и (3) для условий нормального падения излучения на защитную стену. Кривая для 5° также была рассчитана, но она не приводится на рисунке ввиду ее почти полной тождественности с кривой для $\vartheta_0 = 10^\circ$.

На рис. 4 представлены результаты аналогичных расчетов для случая ослабления кермы ФЛИ, выходящего из мишени, боковой защитной стеной, расположенной параллельно оси первичного пучка электронов, бомбардирующего мишень.

Как видно из рисунков, эффект наклонного падения для боковой защиты становится достаточно существенным при $\theta_0 \leq 40^\circ$ и $\theta_0 \geq 130^\circ$.

Данные рис. 3 и 4 рассчитаны на основе энергетическо-угловых распределений ФЛИ, представленных в [6], причем для расчетов использовались в основном распределения, полученные путем усреднения монте-карловских результатов и результатов полуаналитического расчета; для $k \leq 0,51$ МэВ и для высокоэнергетических хвостов распределений использовались полуаналитические кривые. В качестве факторов накопления использовались значения, извлеченные из данных [15], относящихся к ослаблению воздушной кермы от плоского мононаправленного источника моноэнергетических фотонов, помещенного в бесконечную среду из бетона. При $k > 10,2$ МэВ, а также для больших глубин проникновения низкоэнергетических фотонов недостающие значения факторов накопления получались экстраполяцией (по энергии и по глубине, соответственно).

В табл.1 представлены угловые распределения приведенных величин эквивалентной дозы $D_0 R^2 / \epsilon$ ФЛИ, НГР и НВЭ, а также их суммы для случая длинной цилиндрической железной мишени при отсутствии защиты. Для ФЛИ эквивалентная доза приближенно отождествлялась с тканевой кермой, рассчитанной с помощью соотношений (1) или (2) при $\bar{l} = 0$. Для фотонейтронов угловые распределения рассчитывались по формуле (18) с учетом (19).

В случае НВЭ в качестве $f(\theta_0)$ использовались значения, полученные усреднением — предварительно нормированных — данных работы [1] ($E_0 = 20$ ГэВ, Си) и результатов интегрирования спектров работы [16], относящихся к $E_0 = 400$ МэВ *). Распределение [1] в большей степени анизотропно, чем полученное из [16]. Принятые значения $f(\theta_0)$ приводятся в табл. 2; исходные распределения отличаются от этих величин в пределах фактора $\sim 1,5$, совпадая с ними при $\theta_0 = 45$ и 150° . Величина Y_∞ в расчетах принима-

лась равной $3,9 \cdot 10^{-3}$ НВЭ/ГэВ, что близко к результату [1]. Необходимо отметить, что из данных, приведенных в [16], получается существенно меньшее значение $Y_\infty = 0,46 \cdot 10^{-3}$ НВЭ/ГэВ. Это отчасти объясняется тем, что при $E_0 = 400$ МэВ на генерацию НВЭ задействован только первый фотопионный резонанс, причем в условиях, когда дифференциальная длина пробега ливневых фотонов еще относительно невелика. Поэтому при $E_0 > 0,4$ ГэВ выход НВЭ, соответствующий [16], должен рассматриваться как нижняя оценка. При вычислениях коэффициента β по формуле (19) принималось $\lambda_{\text{НВЭ}} \approx 16$ см Fe.

Таблица 1

| θ_0 , град | $D_0 R^2 / \epsilon$, Зв·м ² /ГэВ | | | |
|-------------------|---|-----------------------|-----------------------|-----------------------|
| | ФЛИ | НГР | НВЭ | Σ |
| 5 | $1,37 \cdot 10^{-14}$ | $1,1 \cdot 10^{-17}$ | $2,1 \cdot 10^{-17}$ | $1,37 \cdot 10^{-14}$ |
| 10 | $3,12 \cdot 10^{-14}$ | $6,1 \cdot 10^{-17}$ | $3,6 \cdot 10^{-17}$ | $3,13 \cdot 10^{-14}$ |
| 15,5 | $2,95 \cdot 10^{-14}$ | $1,11 \cdot 10^{-16}$ | $4,0 \cdot 10^{-17}$ | $2,97 \cdot 10^{-14}$ |
| 25 | $1,75 \cdot 10^{-14}$ | $1,68 \cdot 10^{-16}$ | $3,7 \cdot 10^{-17}$ | $1,77 \cdot 10^{-14}$ |
| 40 | $7,4 \cdot 10^{-15}$ | $2,15 \cdot 10^{-16}$ | $2,9 \cdot 10^{-17}$ | $7,64 \cdot 10^{-15}$ |
| 60 | $3,32 \cdot 10^{-15}$ | $2,42 \cdot 10^{-16}$ | $1,86 \cdot 10^{-17}$ | $3,58 \cdot 10^{-15}$ |
| 90 | $1,48 \cdot 10^{-15}$ | $2,53 \cdot 10^{-16}$ | $9,3 \cdot 10^{-18}$ | $1,74 \cdot 10^{-15}$ |
| 121,5 | $7,67 \cdot 10^{-16}$ | $2,41 \cdot 10^{-16}$ | $4,0 \cdot 10^{-18}$ | $1,01 \cdot 10^{-15}$ |
| 150 | $2,60 \cdot 10^{-16}$ | $1,88 \cdot 10^{-16}$ | $1,93 \cdot 10^{-18}$ | $4,50 \cdot 10^{-16}$ |

Таблица 2

| | | | | | | |
|----------------------------------|-------|-------|-------|--------|--------|-------|
| θ_0 , град | 0 | 5 | 10 | 15 | 30 | 45 |
| $f(\theta_0)$, ср ⁻¹ | 0,433 | 0,39 | 0,35 | 0,316 | 0,226 | 0,148 |
| θ_0 , град | 60 | 90 | 120 | 150 | 180 | |
| $f(\theta_0)$, ср ⁻¹ | 0,109 | 0,053 | 0,025 | 0,0124 | 0,0081 | |

При расчетах углового распределения эквивалентной дозы НГР было принято: $Y_\infty = 0,1$ НГР/ГэВ, $\lambda_{\text{НГР}} = 6$ см Fe.

На рис. 5—13 показано ослабление бетоном эквивалентной дозы ФЛИ, НГР, НВЭ и их суммарной эквивалентной дозы при нормальном падении излучений на барьер для девяти значений θ_0 в интервале $5—150^\circ$. Зависимости кратности ослабления суммар-

*) Сделанный выбор $f(\theta_0)$ ориентирован на использование последующих результатов преимущественно для оценки полей НВЭ, генерируемых электронами с энергией порядка нескольких ГэВ.

ной эквивалентной дозы для этих же углов приведены на рис. 14—16.

На рис. 17—27 представлены продольные распределения эквивалентной дозы рассматриваемых компонент и их суммарной эквивалентной дозы за параллельной (первичному пучку) боковой бетонной защитой для одиннадцати значений ее толщины d в интервале от 0 до 650 г/см^2 . По оси абсцисс отложено расстояние от точки наблюдения до проекции максимума ливня в мишени на наружную поверхность защитного барьера, выраженное в единицах радиального удаления точки наблюдения от оси пучка.

Численные значения параметров взаимодействия фотонейтронов с бетоном и телом, использованные в расчетах данных рис. 5—27, приведены в таблице 3.

Принятые величины h_l и h_s в основном соответствуют рекомендациям [17]. В сравнении с рекомендациями новых нормативных материалов [18], величина h_l , принятая для НВЭ, оказывается завышенной примерно на 35%. Однако по соображениям, которые будут ясны из дальнейшего изложения, авторы сочли нецелесообразным делать перерасчет полученных результатов с учетом нового значения h_l .

Таблица 3

| Компоненты | $\lambda_0^{*)}$, см | $\lambda_1^{*)}$, см | $\alpha \bar{f}_s$ | h_l , бэр·см ² /н | h_s , бэр·см ² /н |
|------------|--------------------------|--------------------------|--------------------|-----------------------------------|-----------------------------------|
| НГР | 12,2 | 12,2 | 1 | $4,3 \cdot 10^{-8}$ | $4,3 \cdot 10^{-8}$ |
| НВЭ | 40 | 15 | 1,7 | $5 \cdot 10^{-8}$ | $5 \cdot 10^{-8}$ |

*)—для бетона плотностью $2,3 \text{ г/см}^3$.

Выбор несколько заниженных значений произведения $\alpha \bar{f}_s$ последовал следующие цели.

1. Компенсацию завышения максимальной эквивалентной дозы в теле, обусловленного простым сложением максимумов доз от «прямых» и рассеянных нейтронов, а также простым суммированием дозовых вкладов рассеянных нейтронов, падающих на тело с различных направлений (см. (16) и (8)).

2. Качественный учет того обстоятельства, что при выраженном наклонном падении первичных нейтронов дозовый вклад рассеянной компоненты за защитой в основном формируется нейтронами, испущенными под достаточно большими углами по отноше-

нию к направлению первичных нейтронов, и, следовательно, имеющими меньшую, по сравнению со случаем нормального падения, среднюю энергию и проникающую способность.

Одновременное достижение этих целей посредством уменьшения $\alpha \bar{f}_s$ ведет к перекомпенсации в случае нормального падения. Поэтому для первичных НВЭ оставлено повышенное значение h_l , что, в свою очередь, влечет завышение дозового вклада, связанного с НВЭ, в случае очень тонкой защиты либо при ее отсутствии. Однако, с точки зрения оценки эквивалентной дозы от совокупности всех излучений, последнее обстоятельство не имеет большого значения, поскольку относительный дозовый вклад НВЭ в этом случае не является определяющим.

На рис. 28 показаны положение максимума суммарной эквивалентной дозы ФЛИ, НГР и НВЭ, а также эффективный продольный размер «горячего пятна» Δ за параллельной боковой бетонной защитой в зависимости от толщины последней. Коридор неопределенности в положении максимума обусловлен неточностью графического способа его нахождения. Величина Δ определяется уравнением

$$\int_{-\infty}^{\infty} D\left(\frac{x'}{\rho}, \rho, d\right) \frac{dx'}{\rho} = \left[D\left(\frac{x}{\rho}, \rho, d\right) \right]_{\max} \cdot \frac{\Delta}{\rho}, \quad (21)$$

где $[D(x/\rho, \rho, d)]_{\max}$ — максимальное значение суммарной эквивалентной дозы в пределах «горячего пятна» (см. рис. 29).

Для удобства проектных оценок на рис. 30—31 приводятся кратности ослабления суммарной эквивалентной дозы ФЛИ, НГР и НВЭ параллельной боковой защитой при наклонном падении излучений.

Если потери высокоэнергетических электронов распределены по некоторому закону вдоль тракта транспортировки пучка на участке от x_1 до x_2 и линейная плотность диссипации энергии $\omega(x)$ приблизительно известна, то эквивалентная доза в точке (x, ρ) за боковой защитой толщины d , обусловленная излучениями с участка (x_1, x_2) , может быть найдена суперпозицией доз от элементарных локализованных источников:

$$D_{\text{лин}}(x, \rho, d) \simeq \int_{x_1}^{x_2} \frac{\omega(x') dx'}{\rho^2} \left(\frac{D\rho^2}{\epsilon} \right)_{\frac{x'-x}{\rho}, d} \quad (22)$$

Для линейного однородного источника ($\omega = \text{const}$) при одновременном выполнении условий $x - x_1 \gg \rho$ и $x_2 - x \gg \rho$ область интегрирования можно не ограничивать, и выражение (22) несколько упрощается:

$$(D_{\text{лин}} \rho / \omega)_d \simeq \int_{-\infty}^{\infty} (D \rho^2 / \varepsilon)_{x', d} d\left(\frac{x''}{\rho}\right). \quad (23)$$

Результаты численных расчетов выражения (23) в зависимости от толщины защиты представлены на рис. 32.

Из сопоставления (23) и (21) нетрудно установить почти очевидное соотношение между дозой от линейного источника длины L и максимальным значением дозы D_{max} при сбросе всех теряемых электронов в одной точке, т. е. при $\varepsilon = \omega \times L$:

$$D_{\text{max}} = D_{\text{лин}} \times \frac{L}{\Delta}, \quad (24)$$

где значение величины Δ при данной толщине защиты можно найти из рис. 28.

Представление о различии в поведении кратностей ослабления суммарной эквивалентной дозы боковым бетонным экраном для линейного источника, для локализованной мишени в максимуме «горячего» пятна и для локализованной мишени при $\theta_0 = 90^\circ$ можно получить из рис. 33.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе не учитывались дозовые вклады испускаемых из мишени заряженных частиц (e^\pm) и фотонейтронов с энергией от 25 до 100 МэВ (в основном квазидейтронного происхождения). С точки зрения проектирования защиты, вклад заряженных частиц не имеет существенного практического значения, поскольку он эффективно срезается первыми несколькими сантиметрами защитного материала [2, 5]; что касается нейтронов квазидейтронного эффекта, то их дозовый вклад за защитой никогда не бывает определяющим [1, 3, 4].

Как показывают грубые оценки, относительная роль дозового вклада фотонейтронов, образующихся в самой бетонной защите, также невелика.

Ожидаемые погрешности в оценке эквивалентной дозы ФЛИ и фотонейтронов за защитой из обычного бетона при использовании описанной методики могут быть охарактеризованы следующим образом:

| | |
|--|-------------|
| в области толщин, где определяющей компонентой является ФЛИ, | × (1,4—1,8) |
| для толщин, где преобладают фотонейтроны, | × (1,9—3,5) |

Меньшее из чисел пары, заключенной в скобки, относится к условиям нормального падения излучений на защиту при не слишком большой ее толщине, большее — к максимальным толщинам защиты при выраженном наклонном падении. Эти характеристики не учитывают, разумеется, возможных на практике отклонений геометрии «пучок — мишень» от принятой в настоящих расчетах.

Изложенная методика прогнозирования эквивалентной дозы фотонейтронов за бетонной защитой в значительной степени является оценочной. Однако содержащаяся в ней возможность регулировки некоторых параметров после согласования с небольшим количеством более точных результатов (в первую очередь экспериментальных) будет способствовать повышению точности прогноза в широком диапазоне углов и толщин. Введение же непрерывных зависимостей $\lambda_1(\theta)$ и $\bar{f}_s(\theta)$ позволит также избежать искажения первоначального смысла таких величин как α и h .

ЛИТЕРАТУРА

1. De Staebler H., Jenkins T.M., Nelson W.R. Shielding and radiation, Ch. 26, The Stanford Two-Mile Accelerator (R.B. Neal, Gen. Ed.), Benyamin, New York, 1968).
2. Приходько В.П., Чудаев В.Я. Некоторые оценки доз и защиты от излучений электронов высокой энергии. — Препринт ИЯФ СО АН СССР 74—35. Новосибирск, 1974.
3. Fasso A., Goebel K., Höfert M. et al. Radiation Problems in the Design of the Large Electron-Positron Collider (LEP). CERN 84-02, Ceneve, 1984.
4. Swanson W.P. Radiological Safety Aspects of the Operation of Electron Linear Accelerators. — IAEA, Vienna, 1979.
5. Dinter H. and Tesh K. Measurements of Dose and Shielding Parameters of Electron-Photon Stray Radiation from a High-Energy Electron Beam. DESY 76/19, Hamburg, April 1976.
6. Баркова В.Г., Чудаев В.Я. Угловые распределения электронно-фотонной компоненты ливня из массивной железной мишени и глубинные дозы. — Препринт ИЯФ СО АН СССР 79—73. Новосибирск, 1979.
7. Калиновский А.Н., Мохов Н.В., Никитин Ю.П. Прохождение частиц высоких энергий через вещество. — М.: Энергоатомиздат, 1985.
8. Лейпунский О.И., Новожилов Б.В., Сахаров В.Н. Распространение гамма-квантов в веществе. М.: Физматгиз, 1960.
9. Сторм Э., Исразль Х. Сечения взаимодействия гамма-излучения. Пер. с англ./ Под ред. В.А. Климанова, Е.Д. Чистова. — М.: Атомиздат, 1973.
10. Машкович В.П. Защита от ионизирующих излучений: Справочник. — М.: Энергоатомиздат, 1982.
11. Перфилов Н.А., Ложкин О.В., Остроумов В.И. Ядерные реакции под действием частиц высоких энергий. — М.—Л.: Издательство АН СССР, 1962.
12. Зайцев Л.Н., Комочков М.М., Сычев Б.С. Основы защиты ускорителей. — М.: Атомиздат, 1971.
13. Барашенков В.С., Тонеев В.Д. Взаимодействие высокоэнергетических частиц и атомных ядер с ядрами. — М.: Атомиздат, 1972.
14. Вихров А.И., Дудкин В.Е., Ковалев Е.Е. и др. Атлас дозовых характеристик внешнего ионизирующего излучения: Справочник/Под ред. Ковалева Е.Е. — М.: Атомиздат, 1978.
15. Spenser L.V., Lamkin J.C. Slant Penetration of γ -rays in Concrete. NBS Report 6591, 1959.
16. Alsmiller R.G., Jr., Barish J. Shielding against the Neutrons Produced when 400-MeV Electrons are Incident on a Thick Copper Target. Part. Accel. 5 (1973) 155.
17. НРБ-76 и ОСП-72/80./Минздрав СССР. — М.: Энергоиздат, 1981.
18. НРБ-76/87 и ОСП-72/87./Минздрав СССР. — М.: Энергоатомиздат, 1988.
19. Приходько В.П., Чудаев В.Я. Оценка радиационной опасности на ВЭПП-4. — Препринт ИЯФ СО АН СССР 76-68. Новосибирск, 1976.

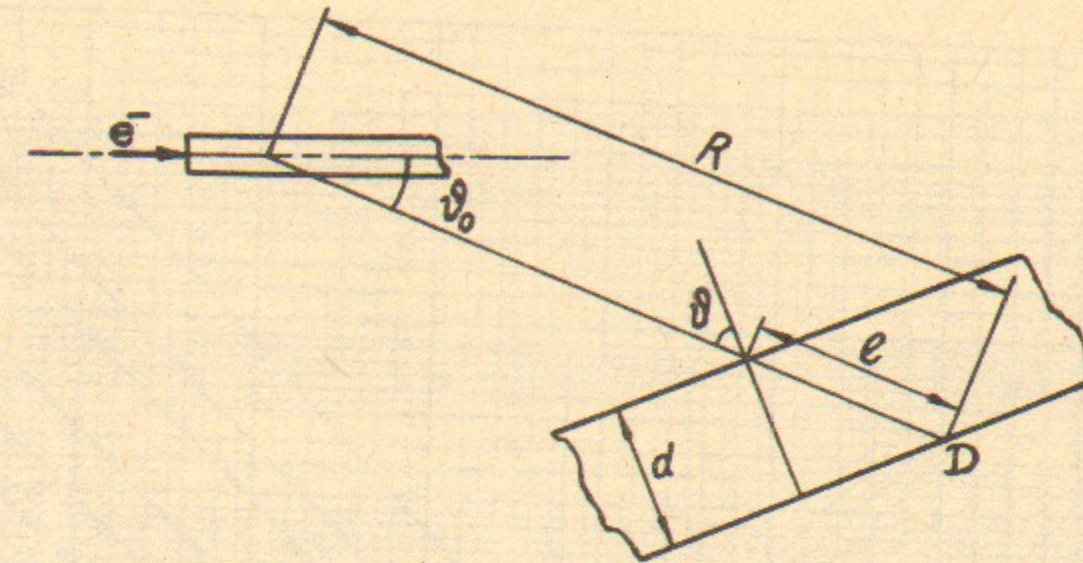


Рис. 1. Геометрия задачи.

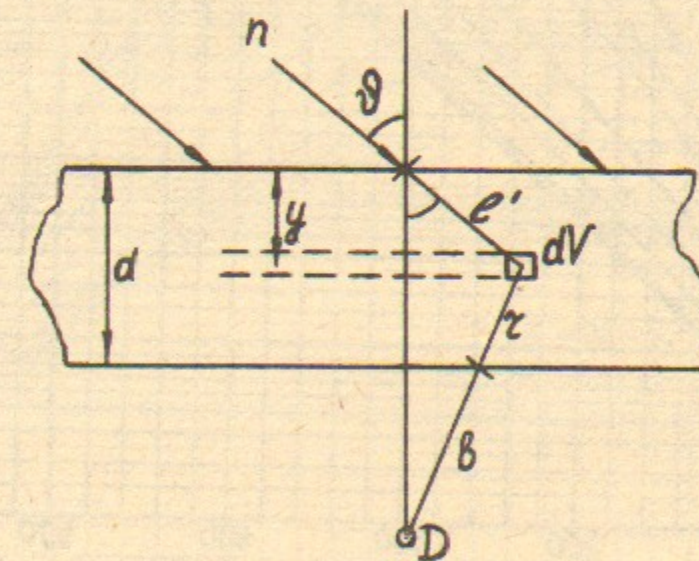


Рис. 2. К расчету Φ_s .

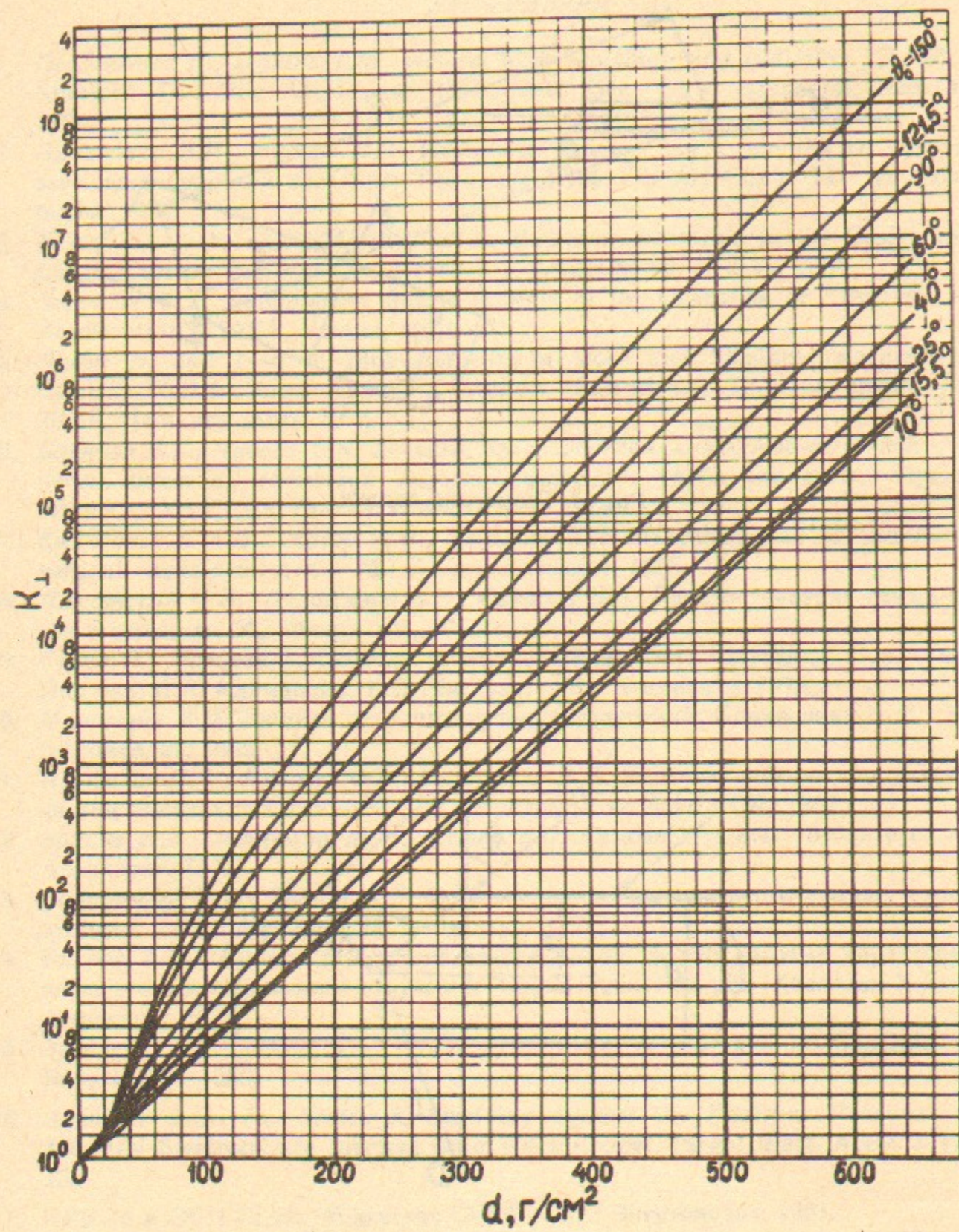


Рис. 3. Кратности ослабления эквивалентной дозы ФЛИ при нормальном его падении на бетонную защиту.

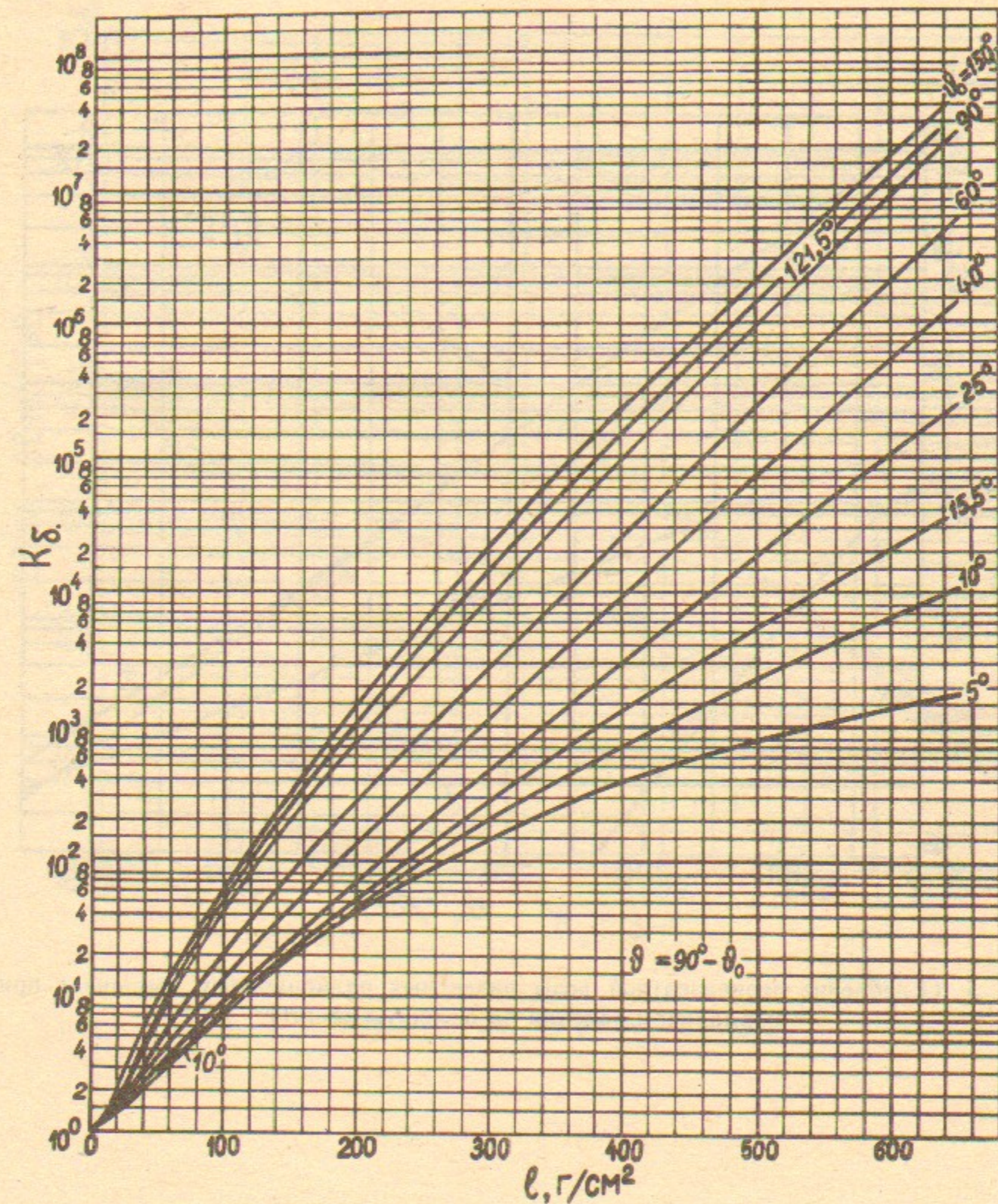


Рис. 4. Кратности ослабления эквивалентной дозы ФЛИ при наклонном его падении на боковую бетонную защиту, параллельную оси первичного пучка e^- .

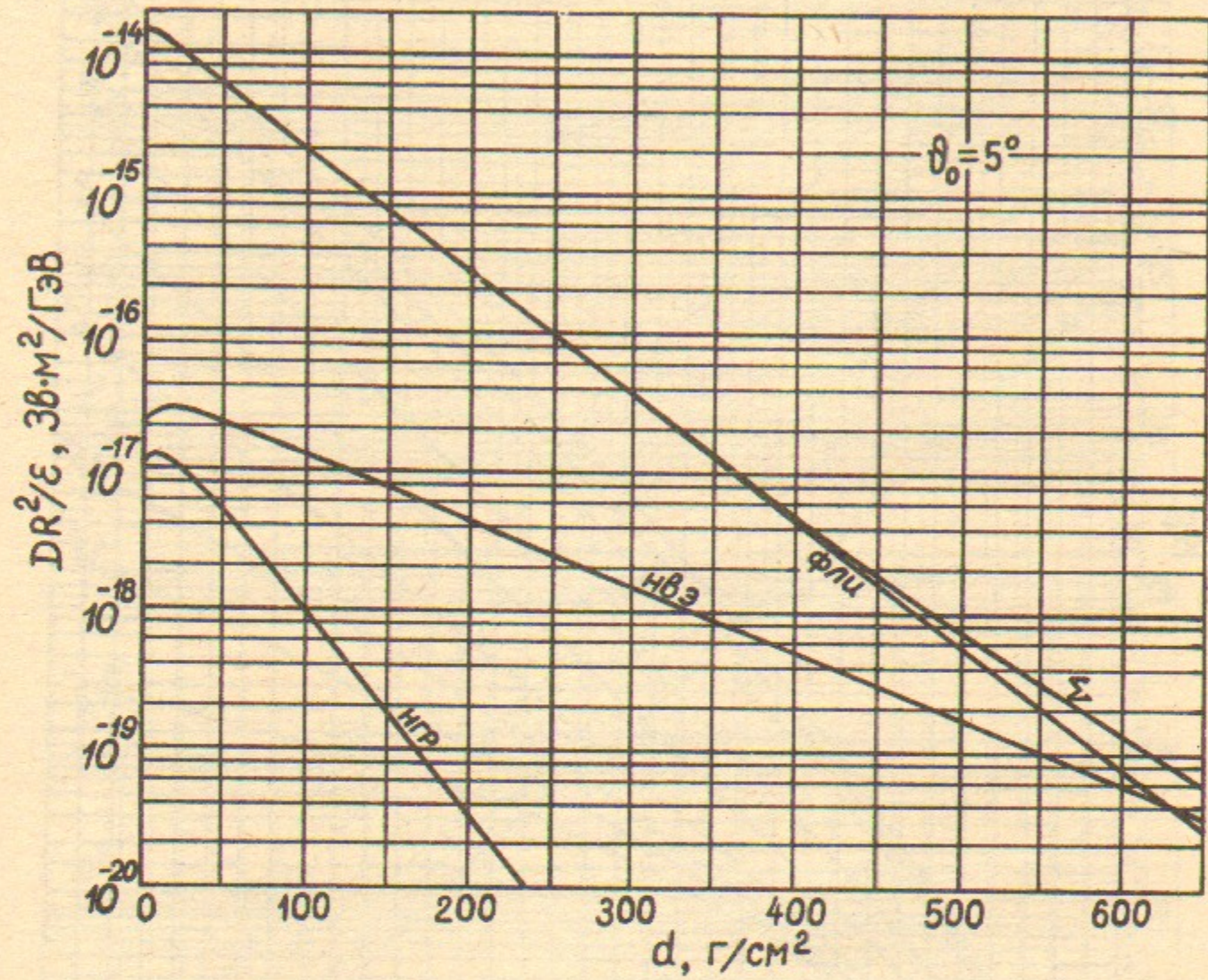


Рис. 5. Ослабление эквивалентной дозы различных радиационных компонент при нормальном падении на бетонную защиту.

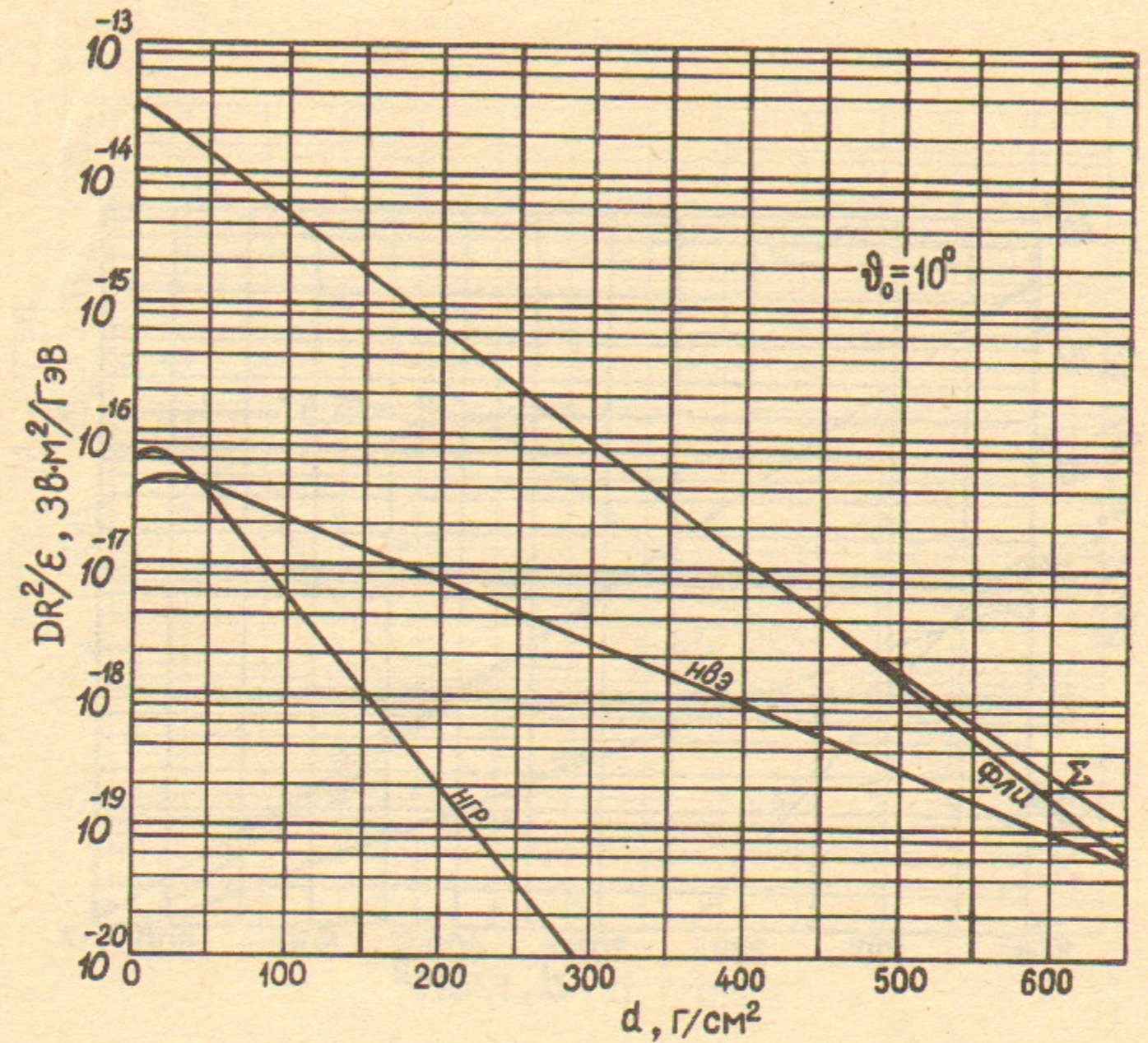


Рис. 6. То же, что на рис. 5.

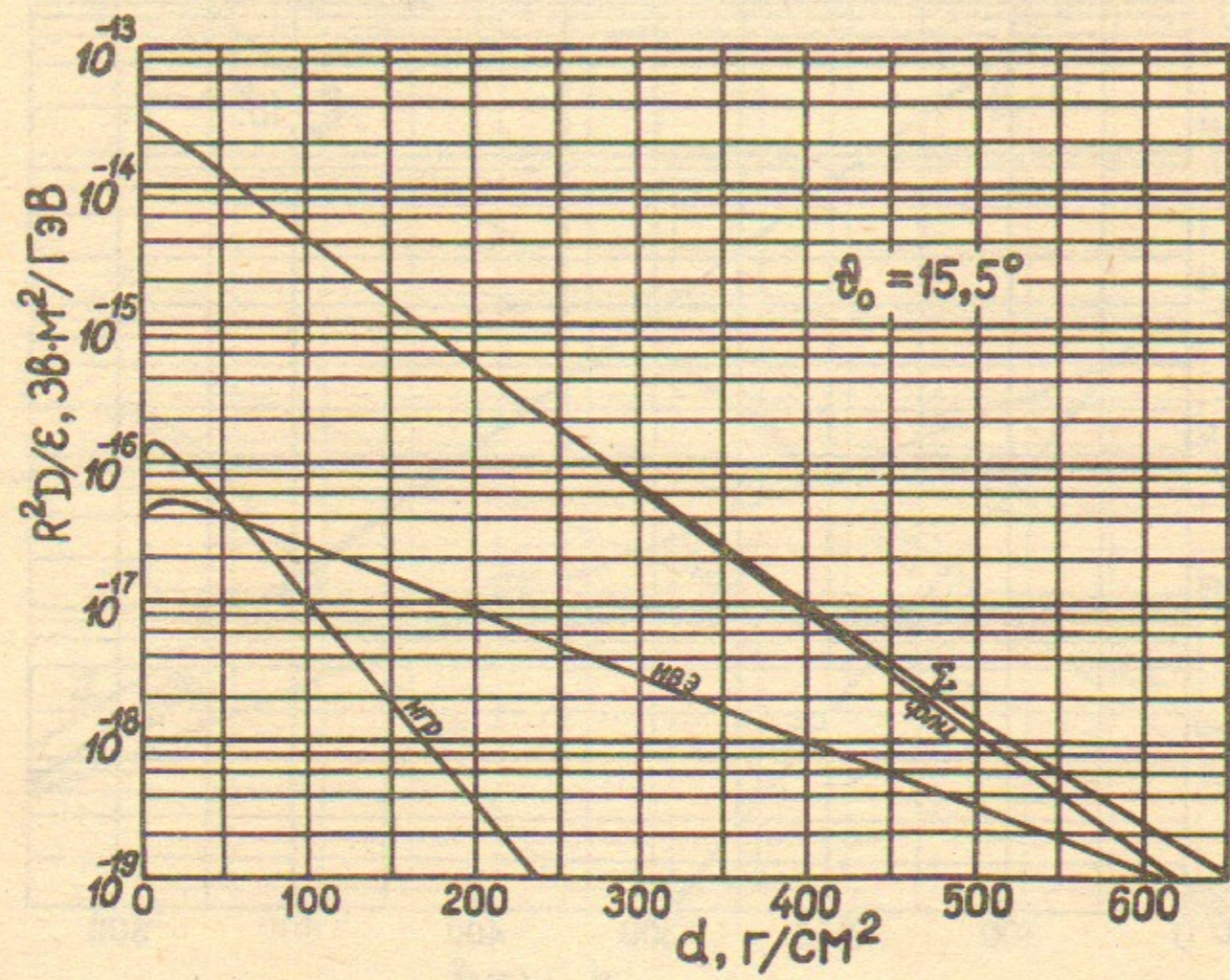


Рис. 7. То же, что на рис. 5.

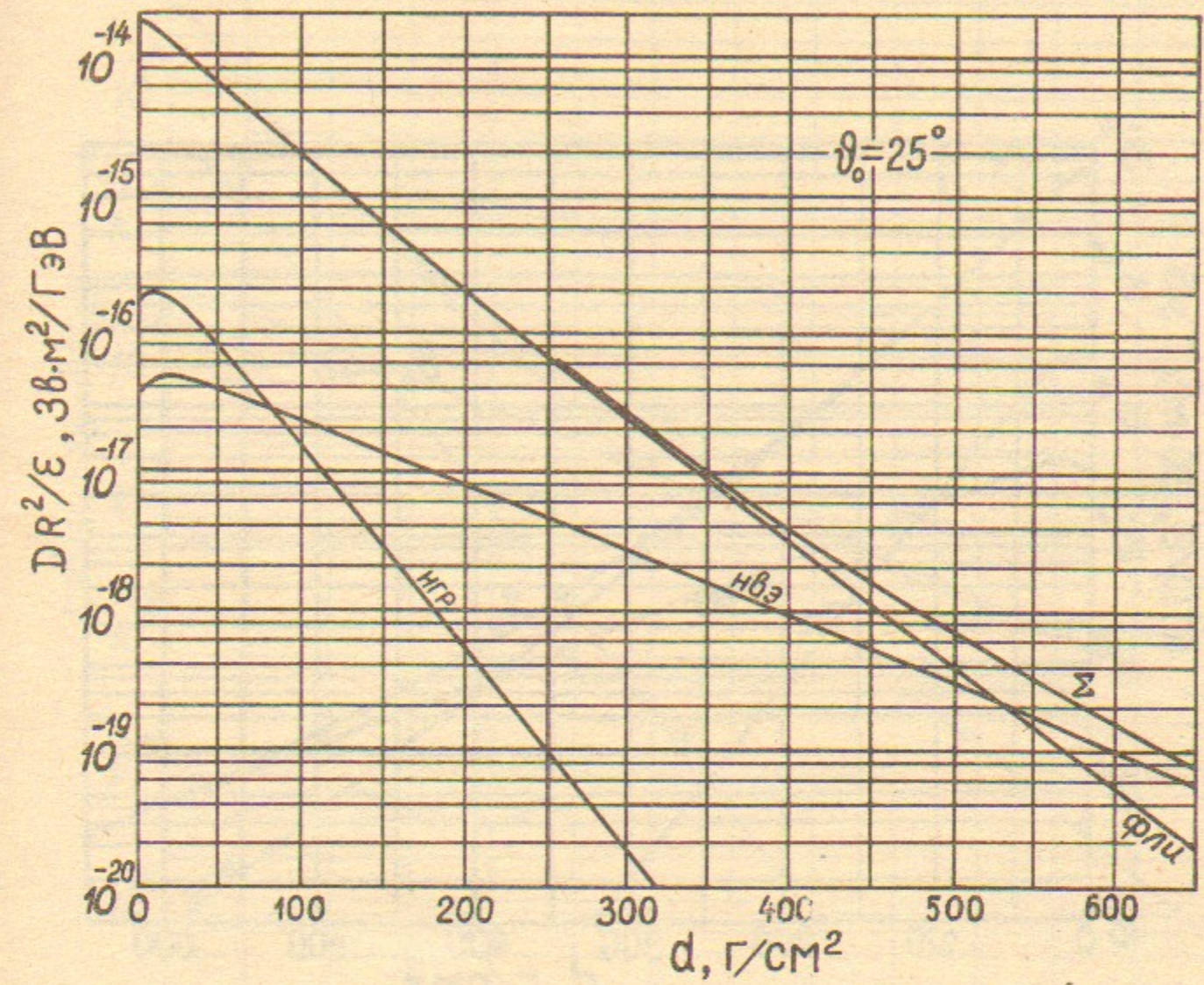


Рис. 8. То же, что на рис. 5.

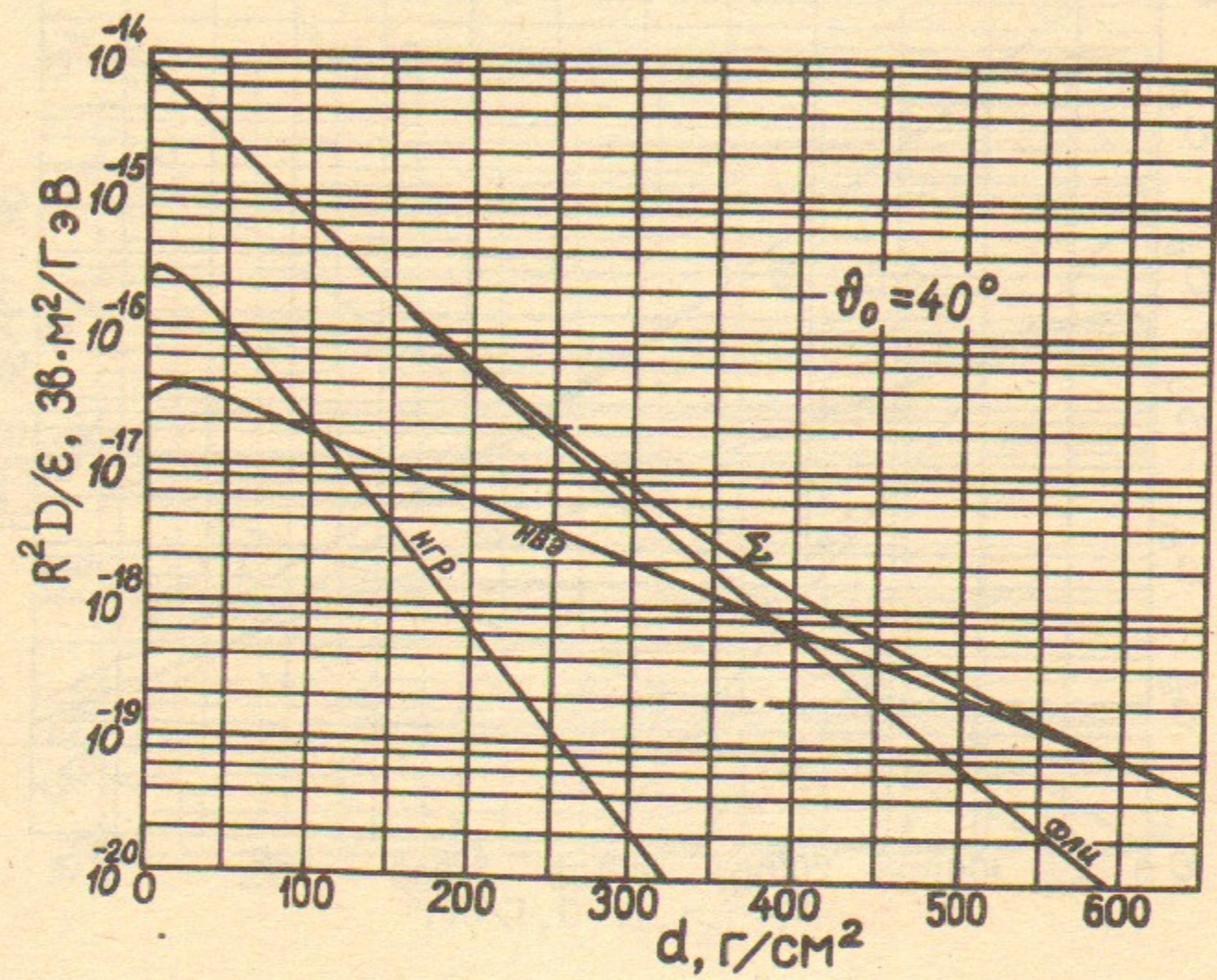


Рис. 9. То же, что на рис. 5.

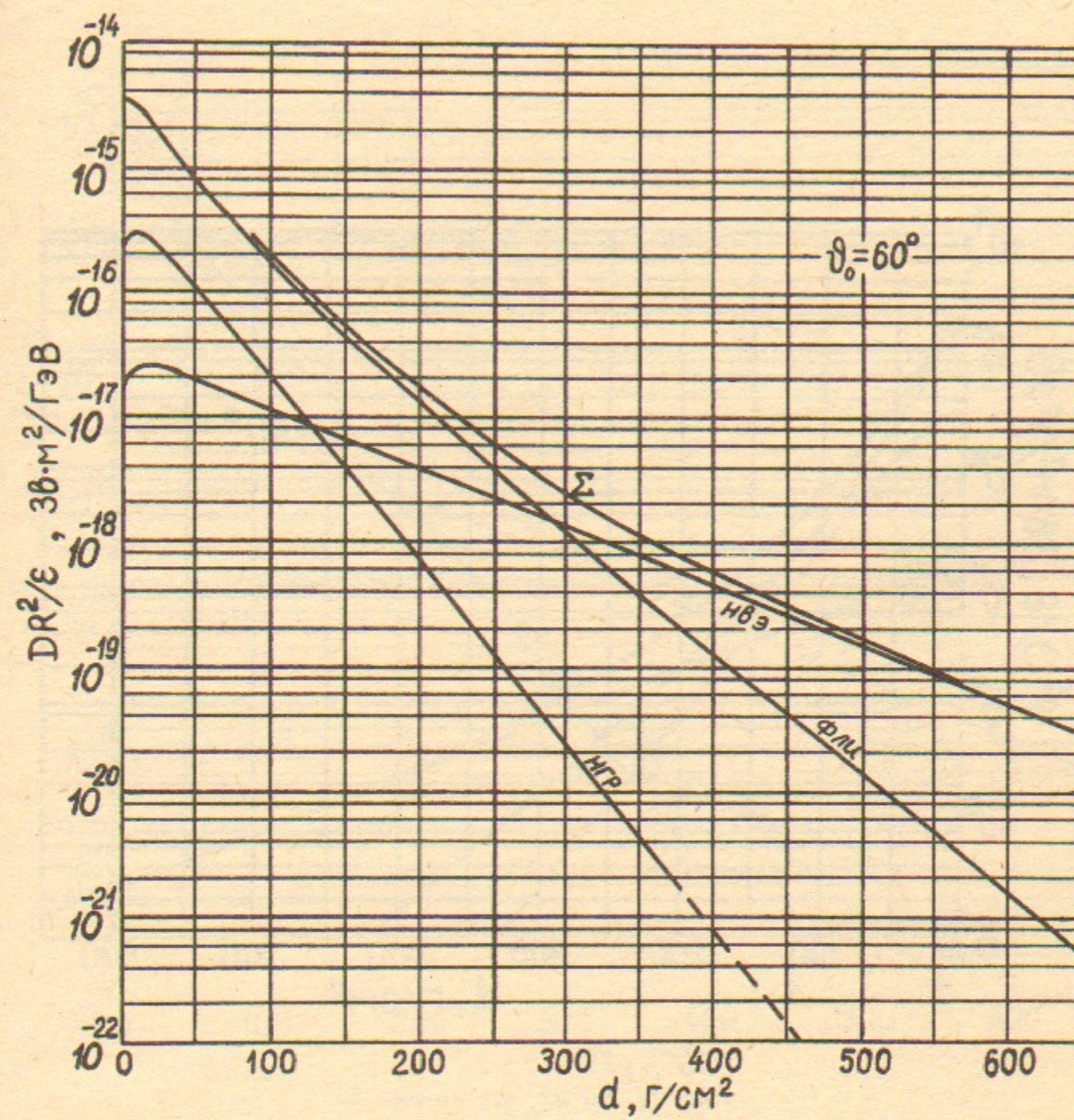


Рис. 10. То же, что на рис. 5.

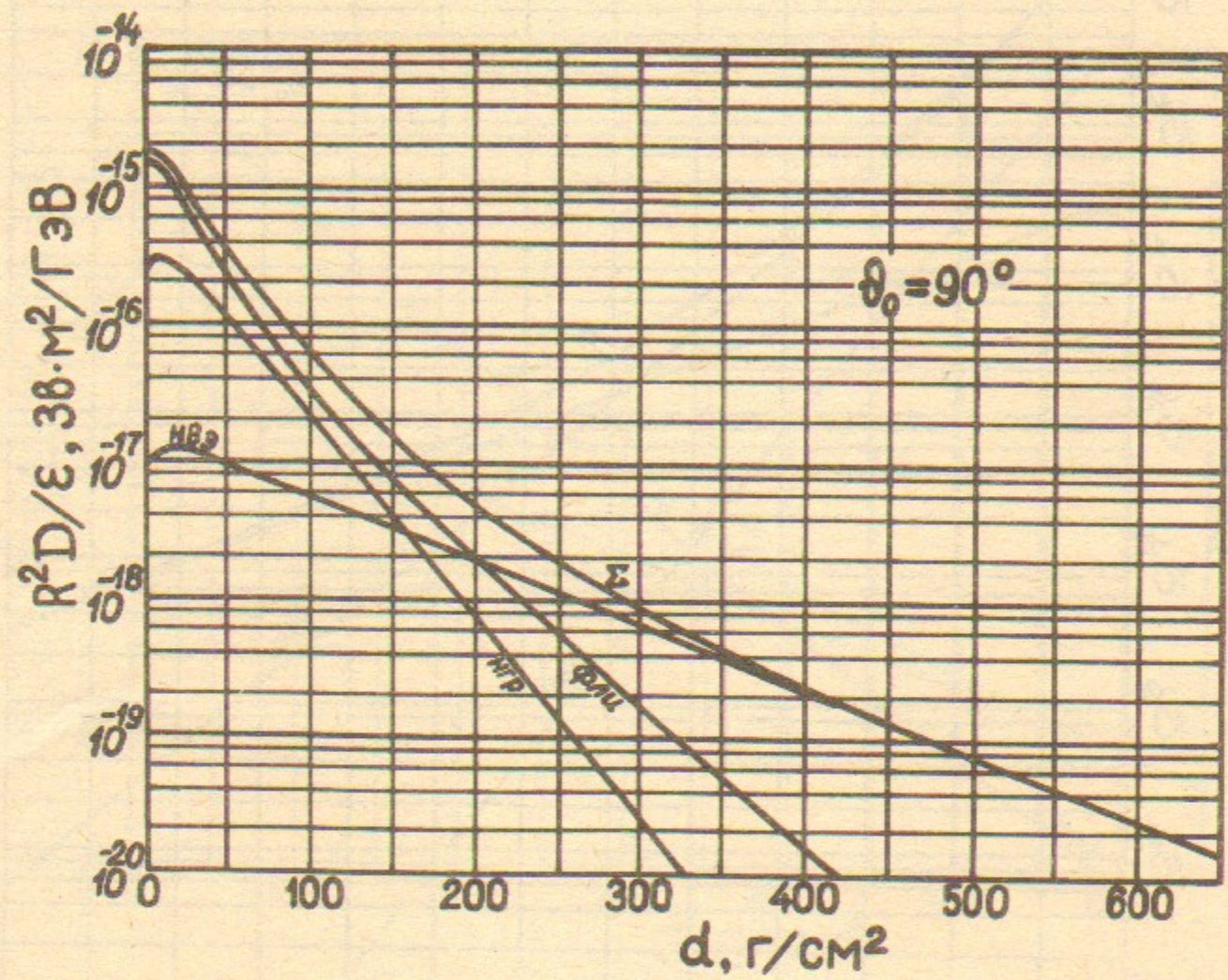


Рис. 11. То же, что на рис. 5.

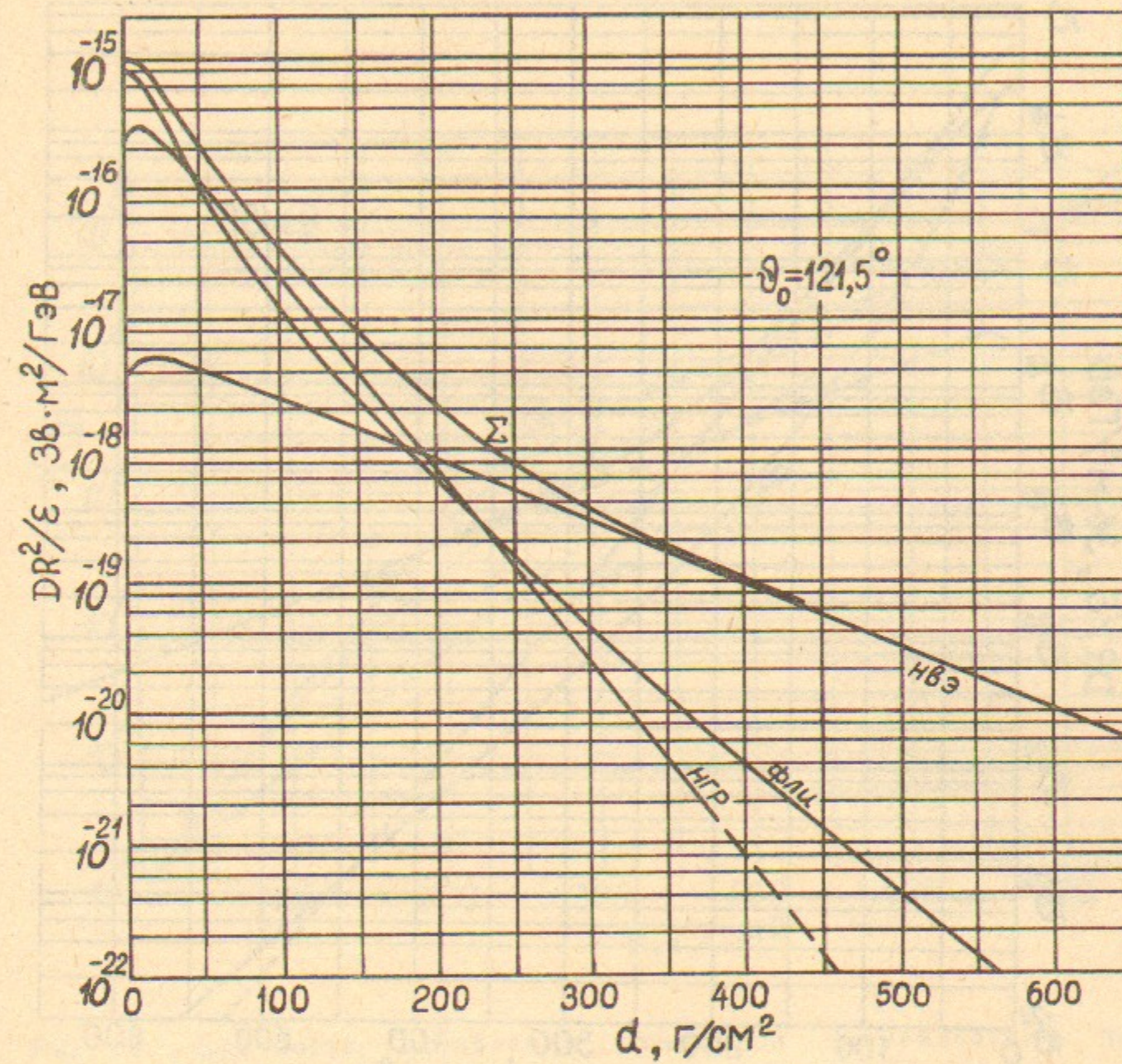


Рис. 12. То же, что на рис. 5.

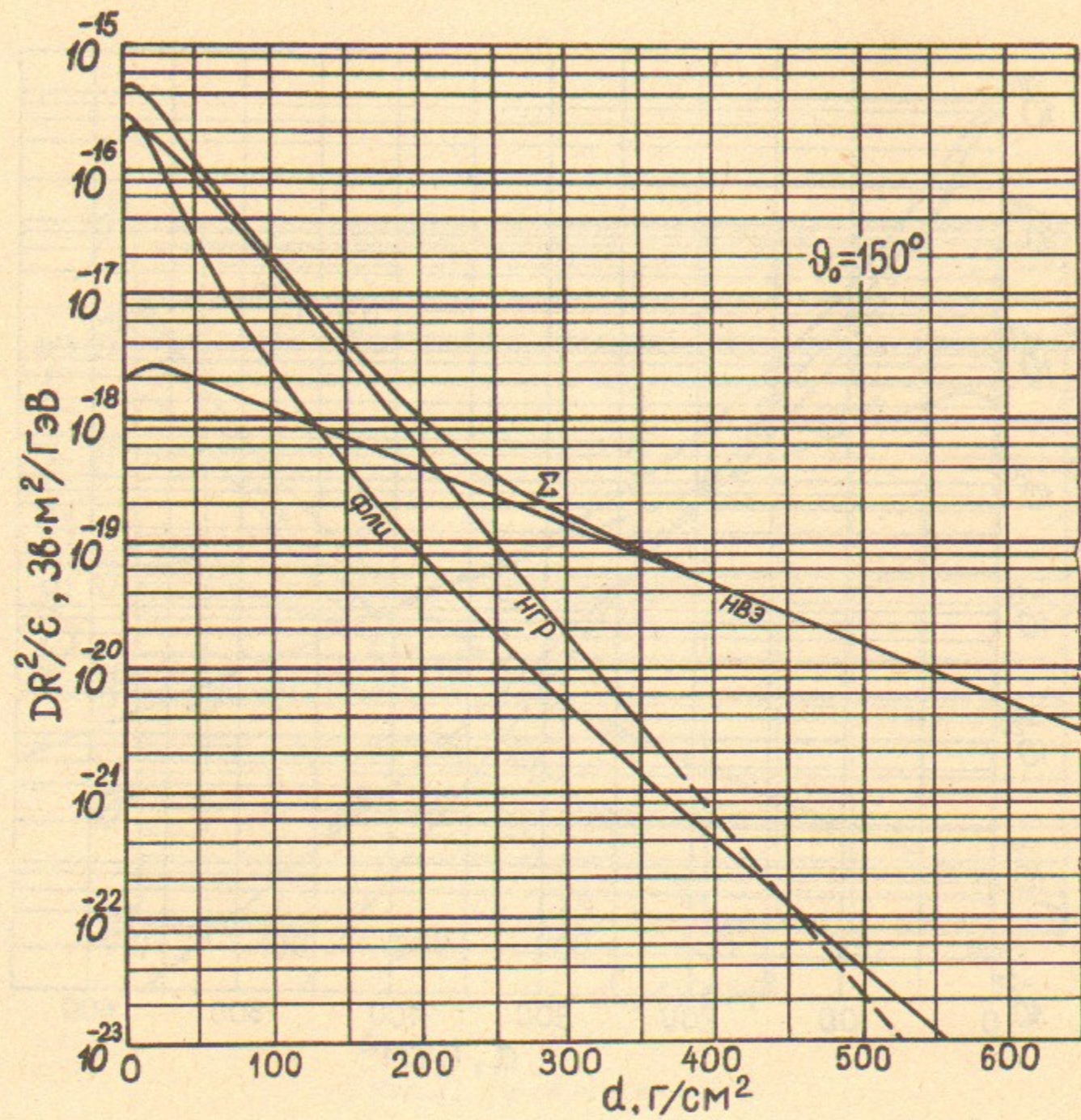


Рис. 13. То же, что на рис. 5.

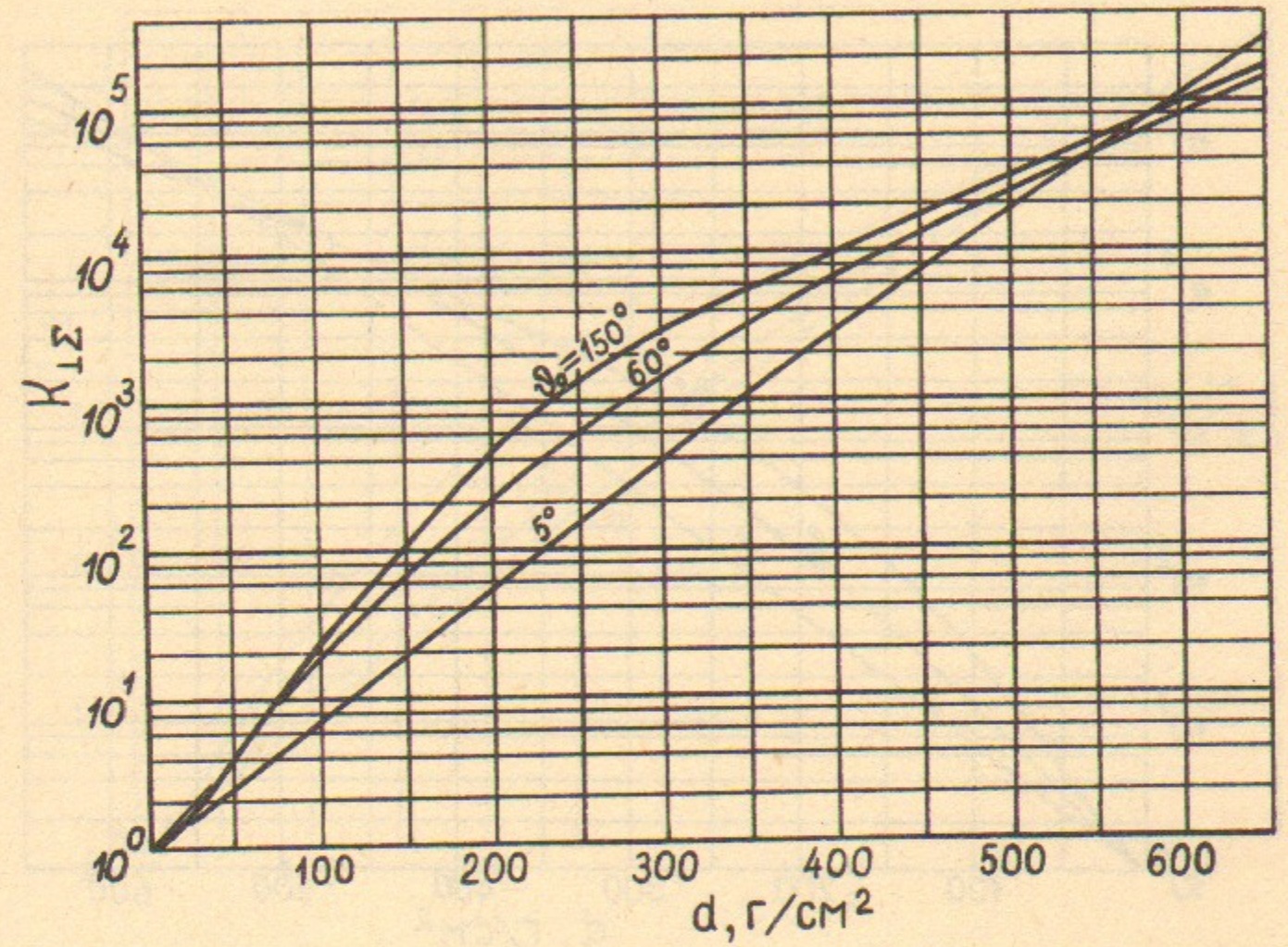


Рис. 14. Кратности ослабления суммарной эквивалентной дозы (ФЛИ+НГР+НВЭ) при нормальном падении на бетонную защиту.

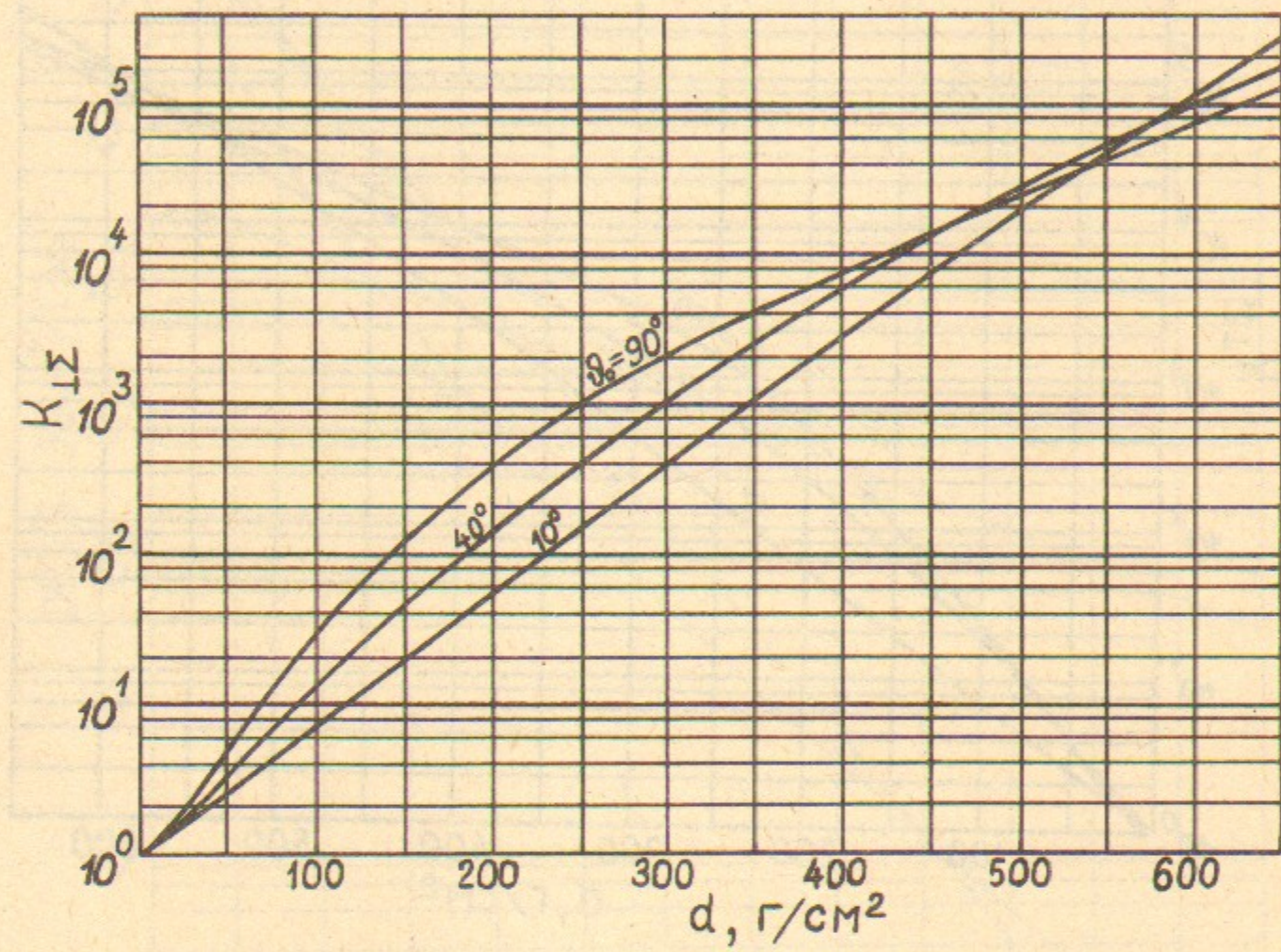


Рис. 15. То же, что на рис. 14.

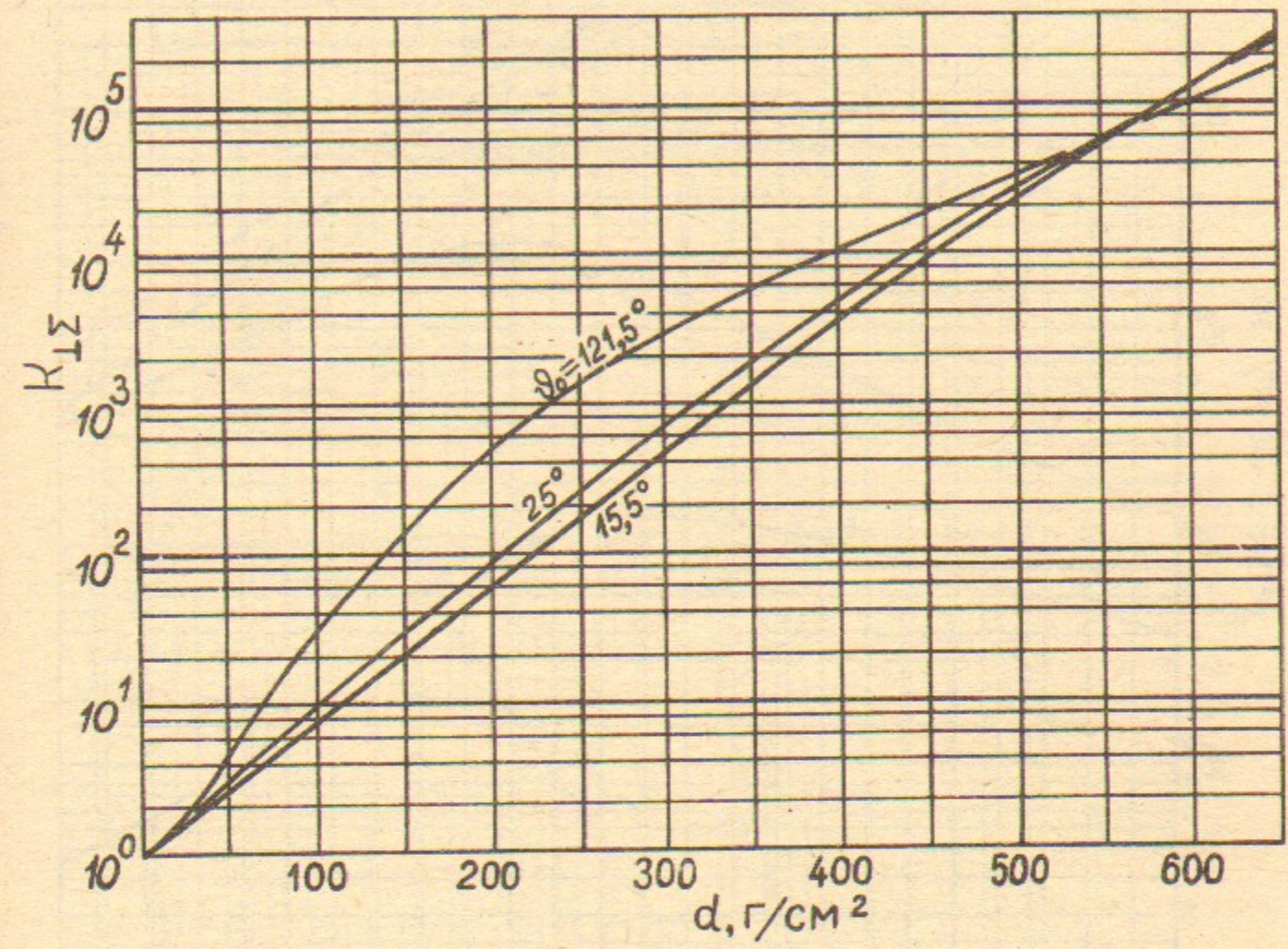


Рис. 16. То же, что на рис. 14.

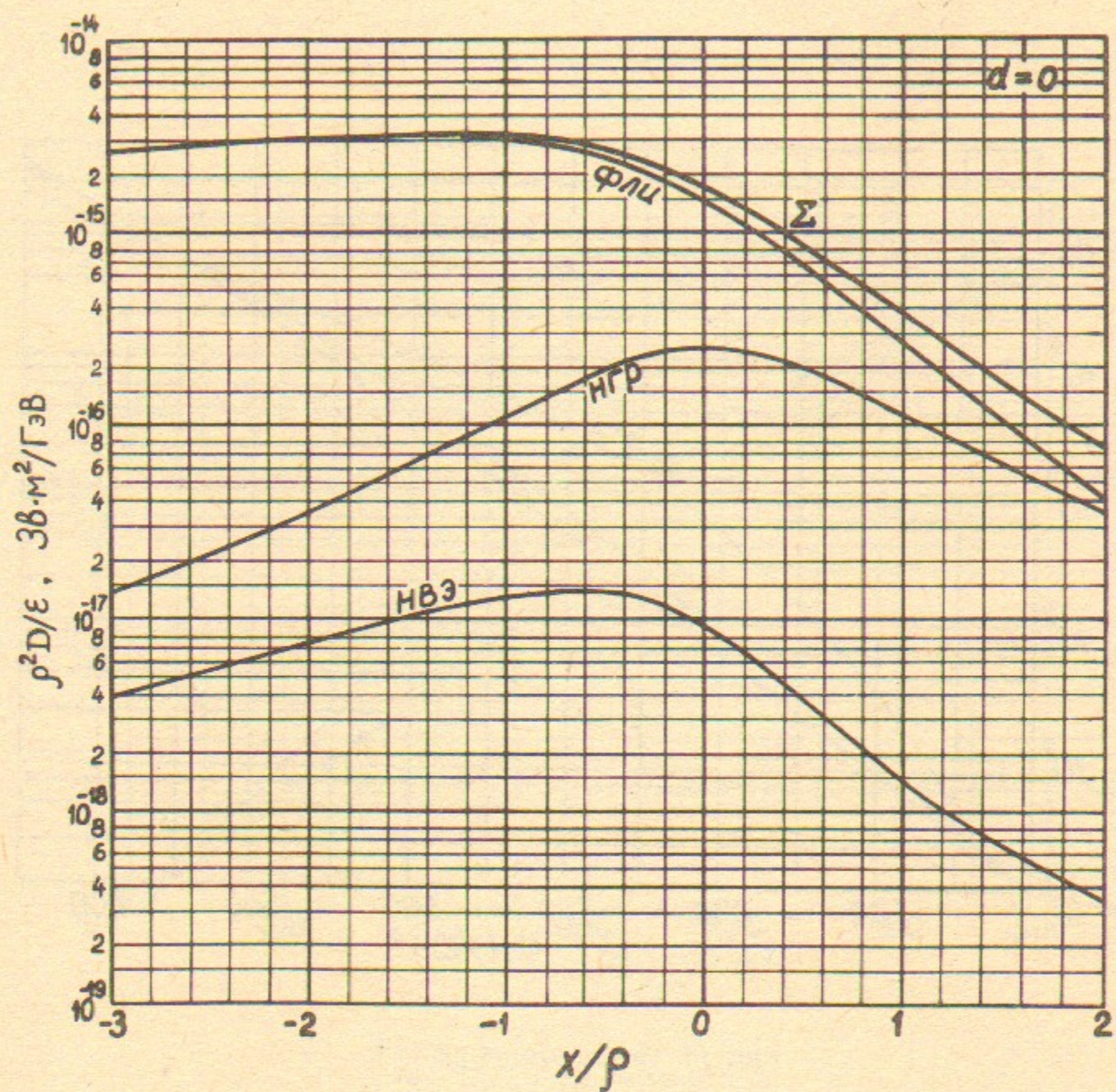


Рис. 17. Продольное распределение эквивалентной дозы различных радиационных компонент за параллельной боковой защитой локализованной мишени (см. текст).

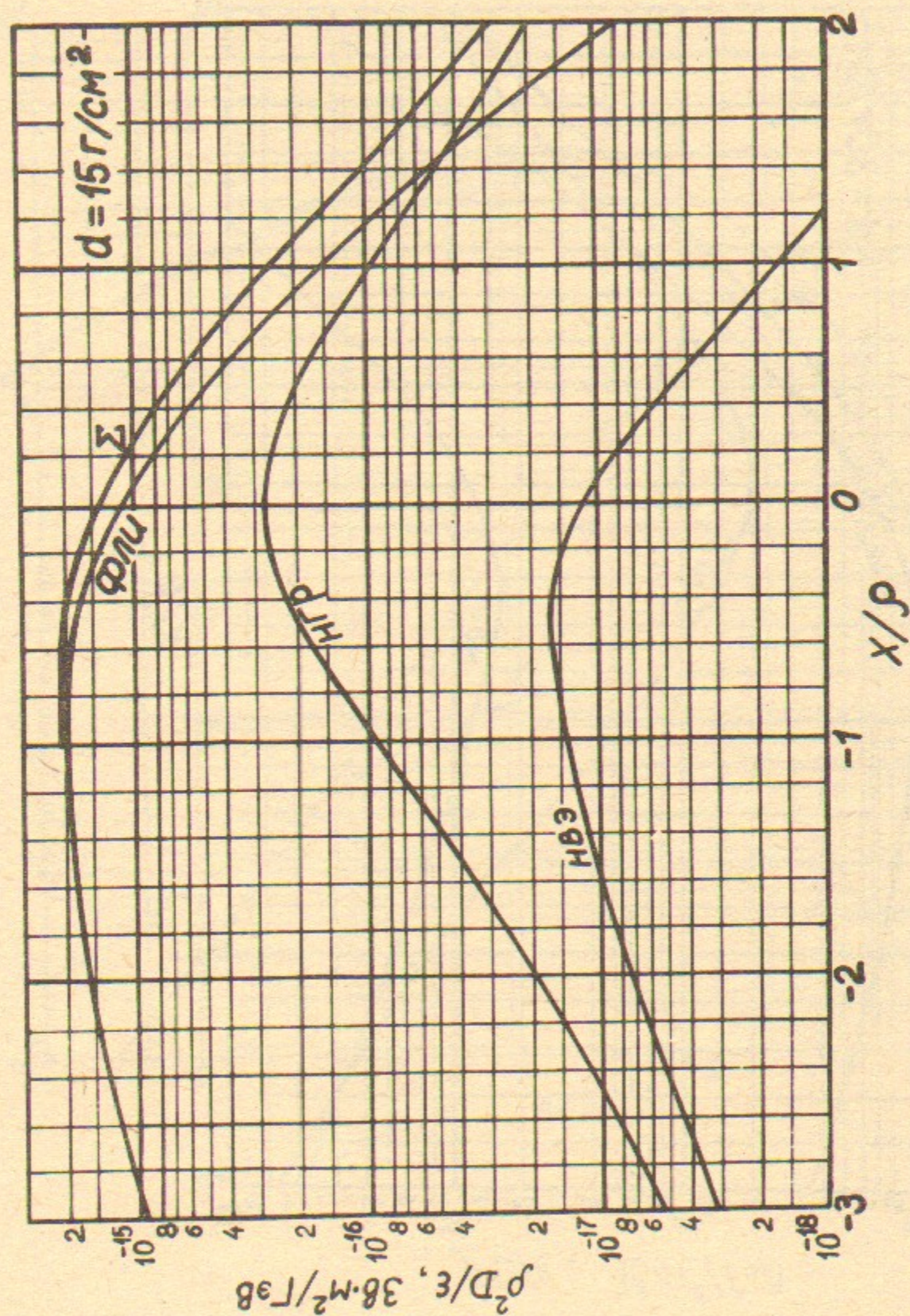


Рис. 18. То же, что на рис. 17.

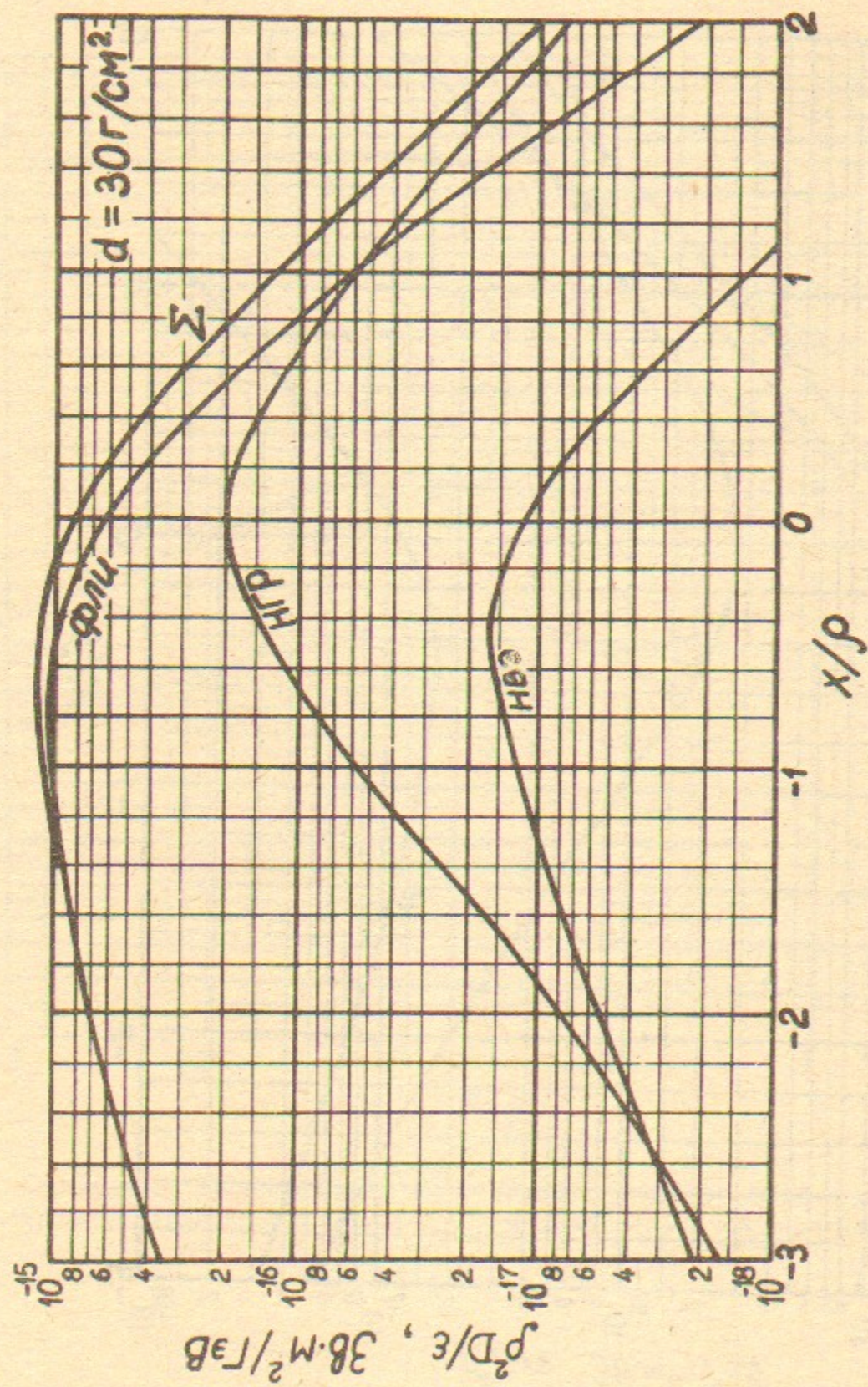


Рис. 19. То же, что на рис. 17.

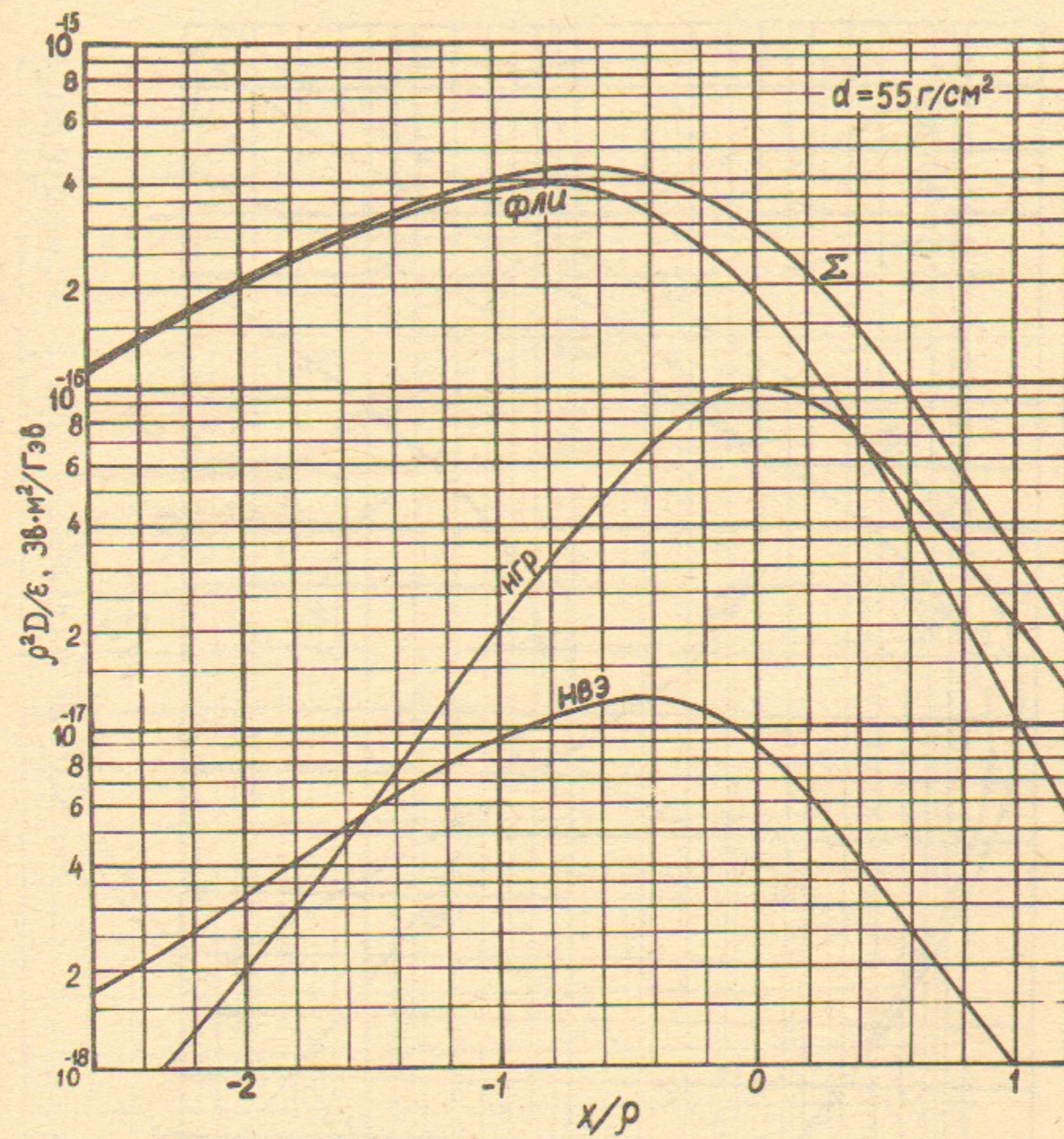


Рис. 20. То же, что на рис. 17.

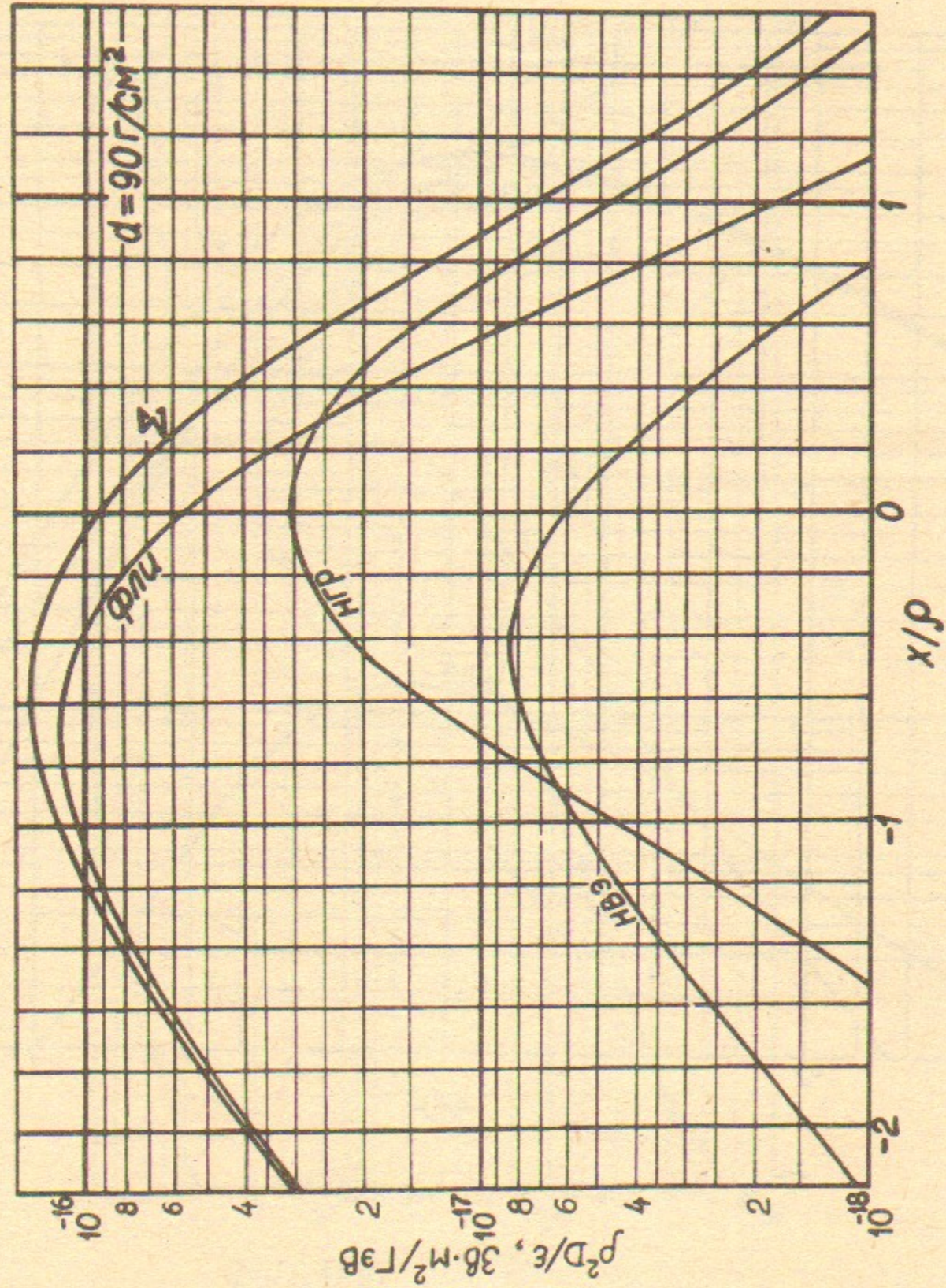


Рис. 21. То же, что на рис. 17.

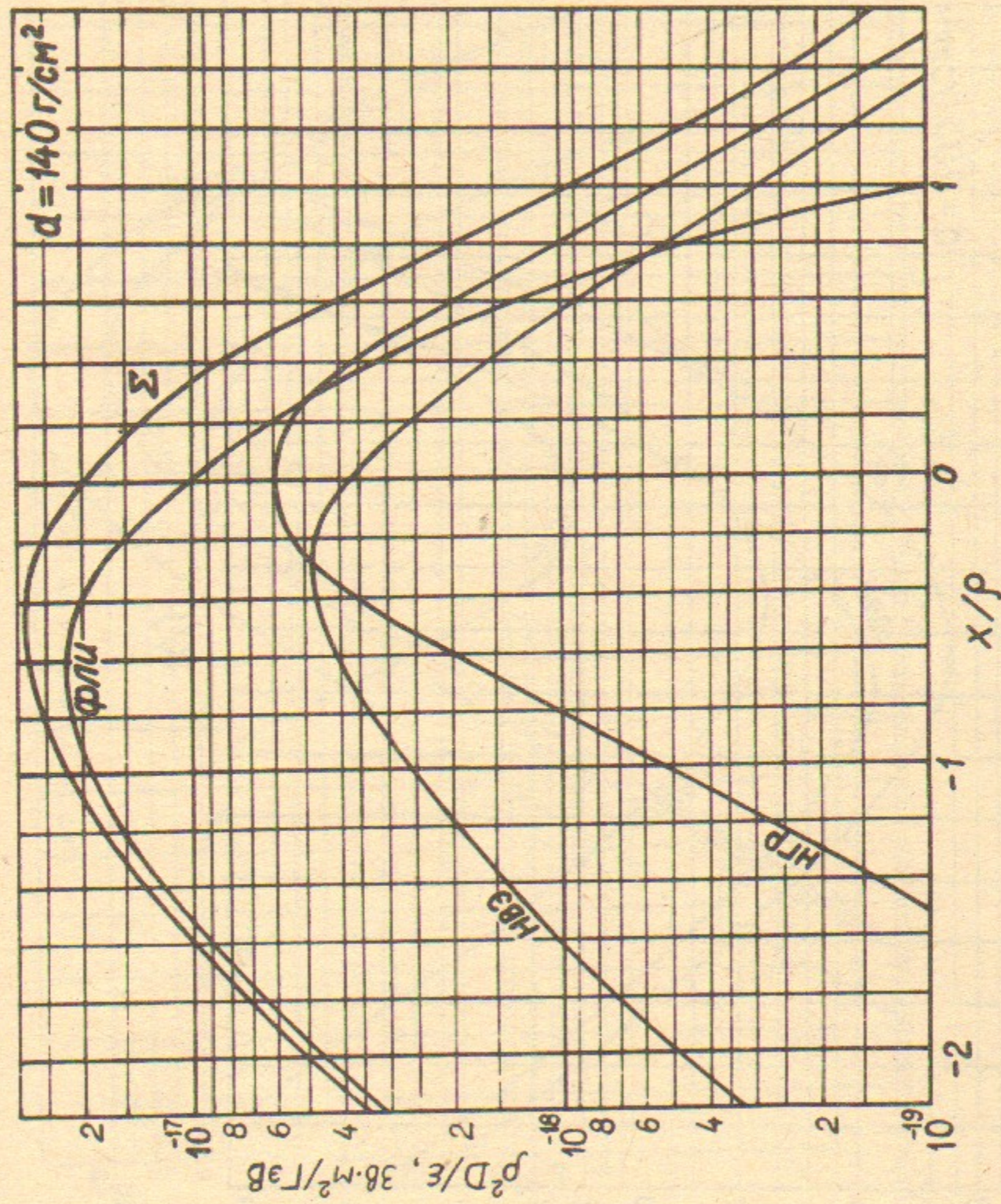


Рис. 22. То же, что на рис. 17.

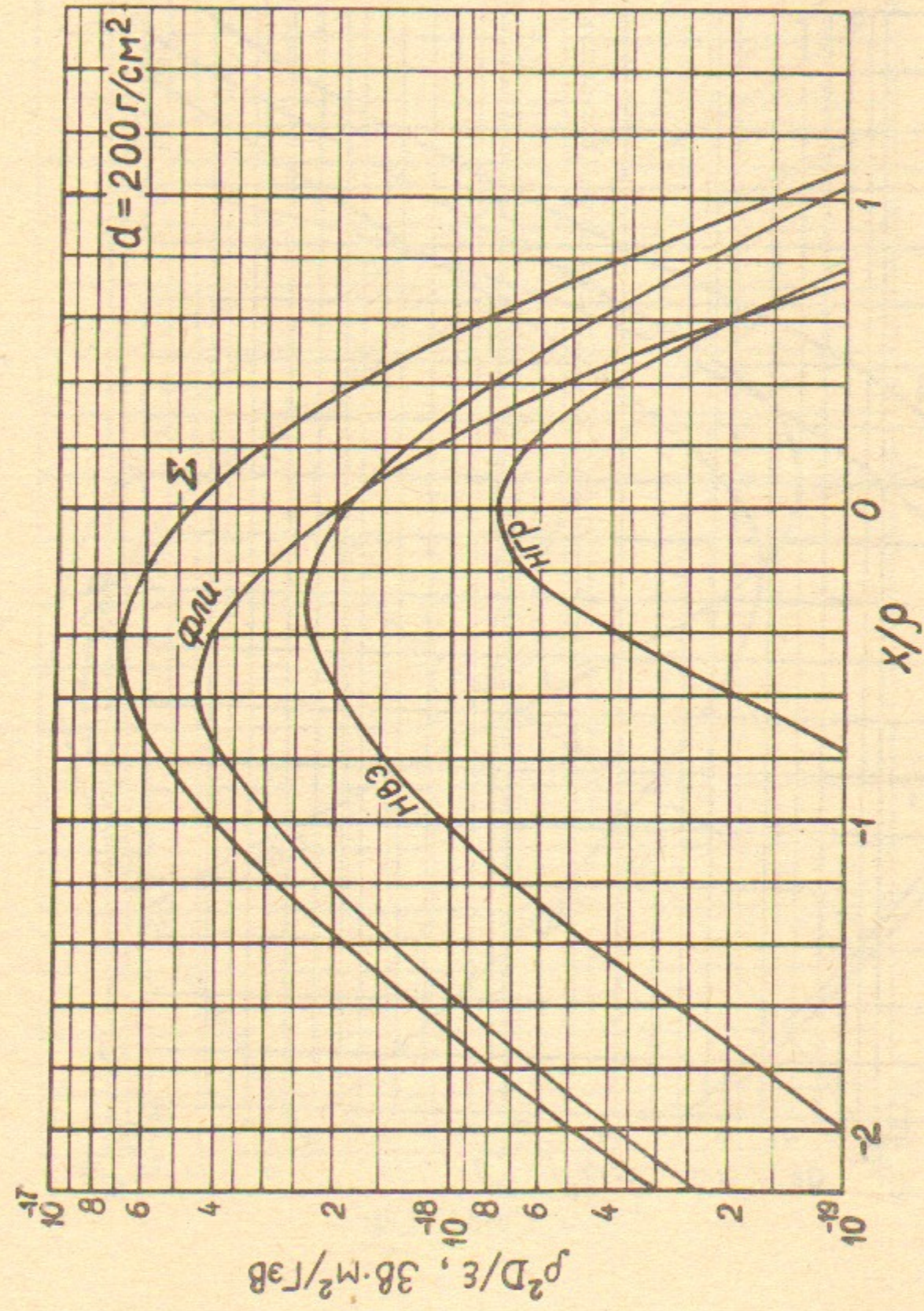


Рис. 23. То же, что на рис. 17.

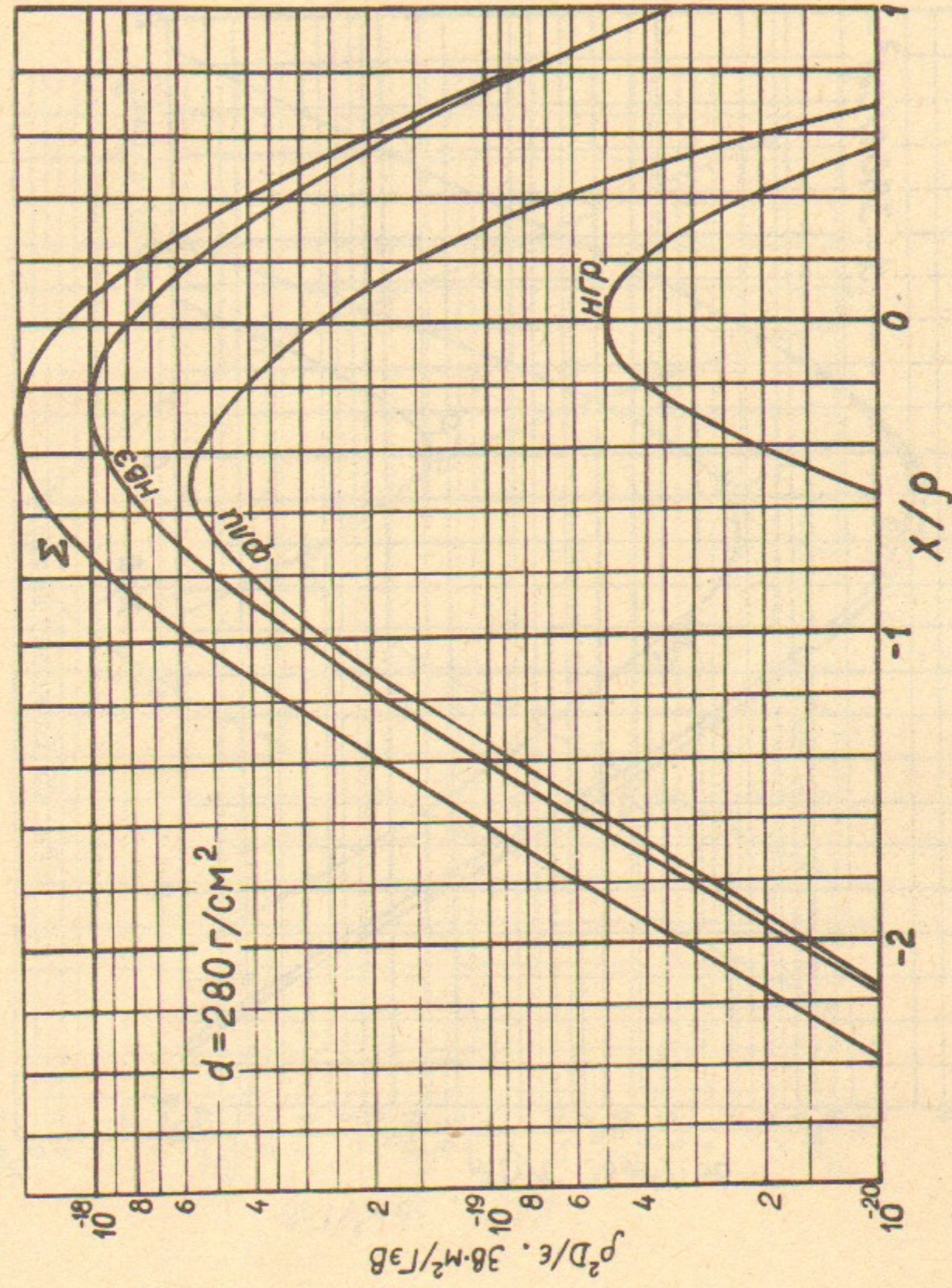


Рис. 24. То же, что на рис. 17.

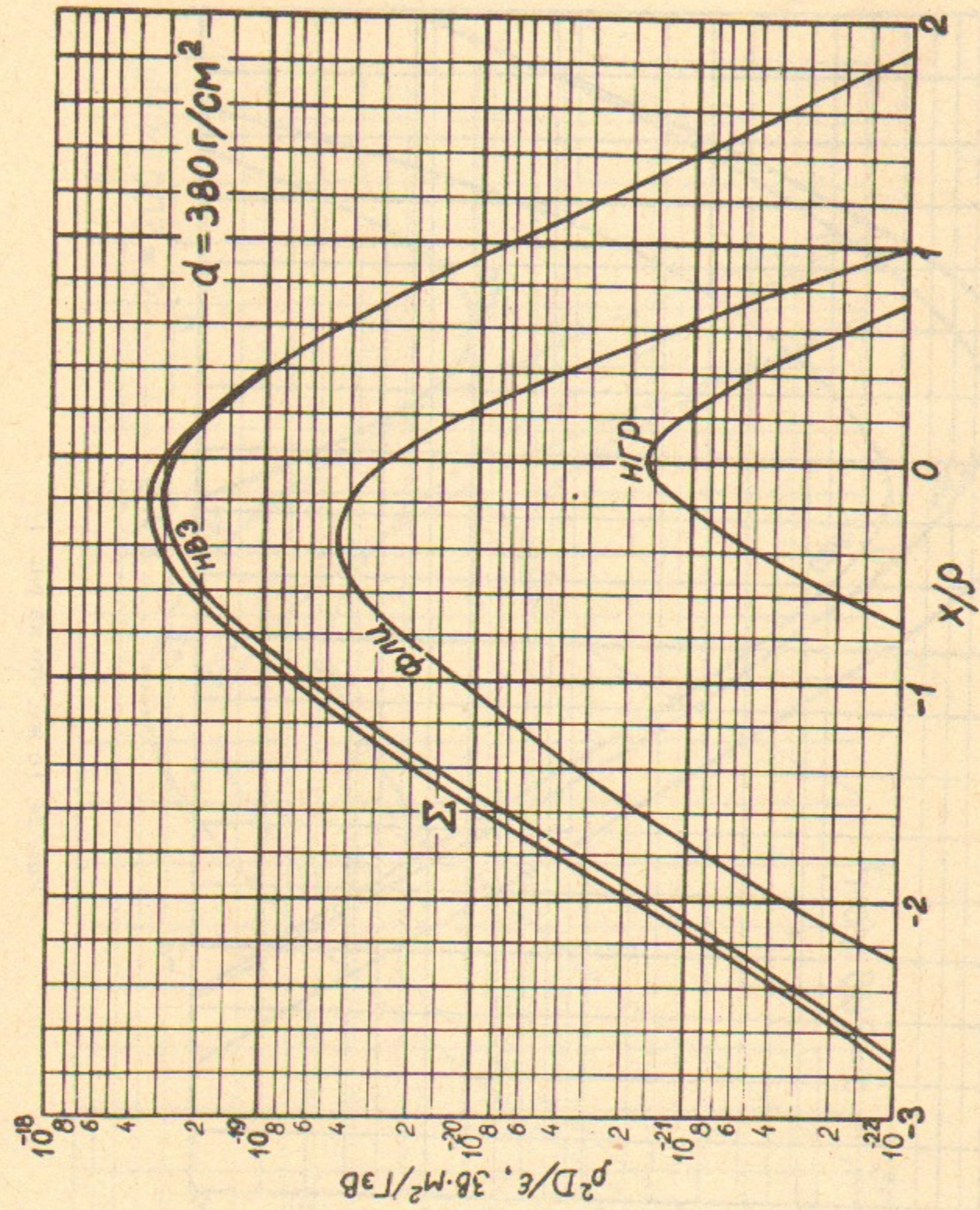


Рис. 25. То же, что на рис. 17.

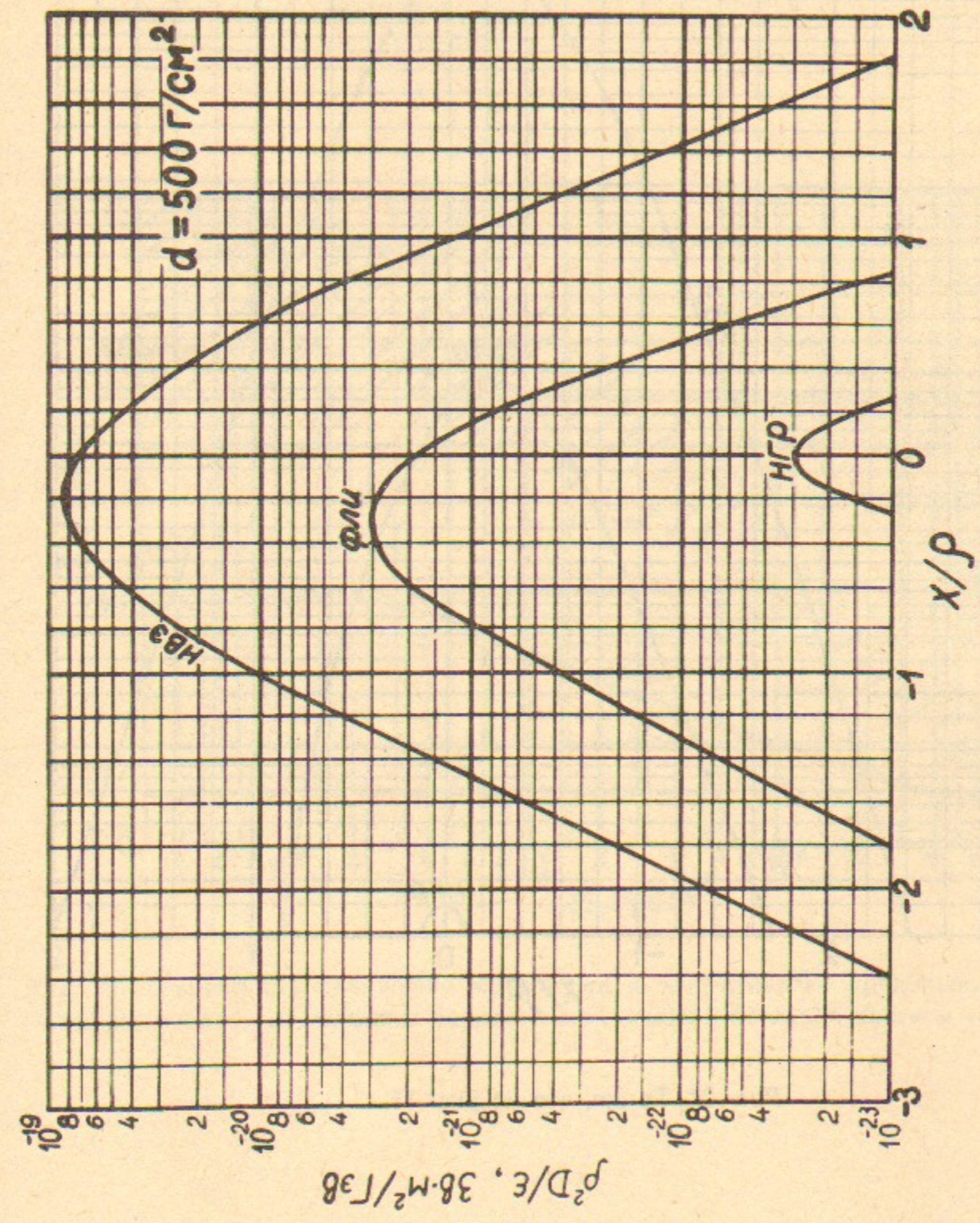


Рис. 26. То же, что на рис. 17.

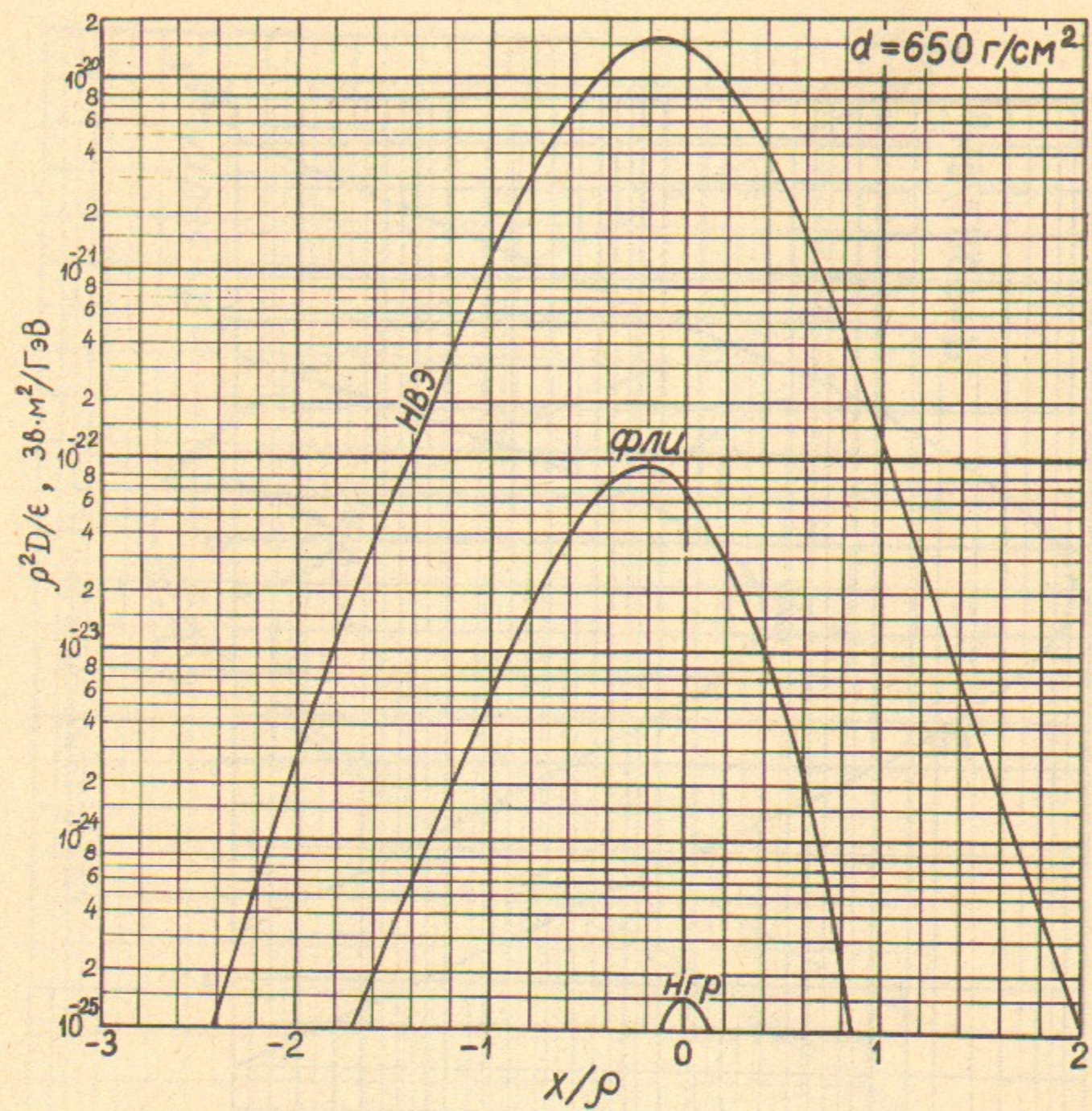


Рис. 27. То же, что на рис. 17.

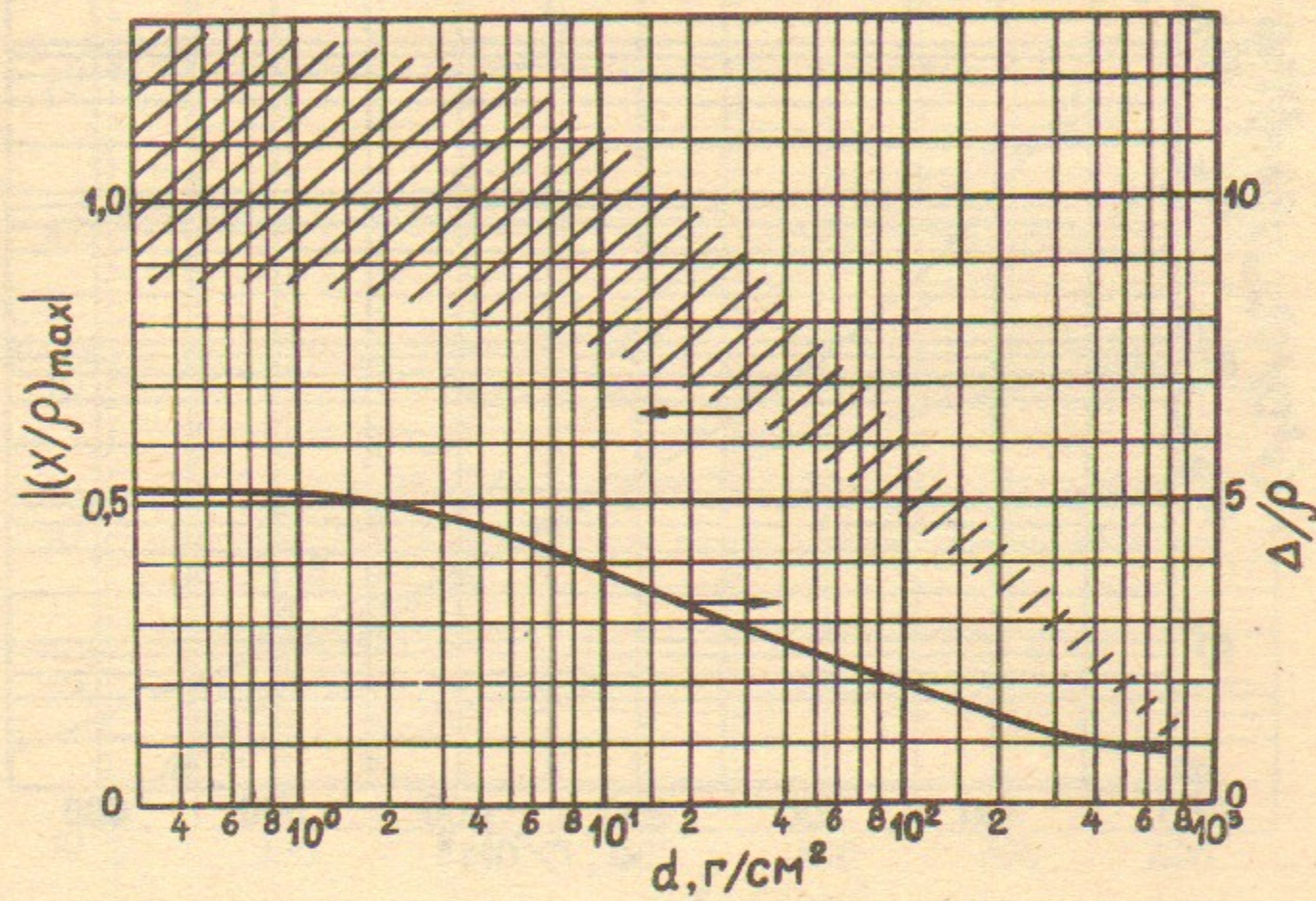


Рис. 28. Зависимость положения максимума и эффективного продольного размера «горячего» пятна от толщины параллельной боковой бетонной защиты (см. текст).

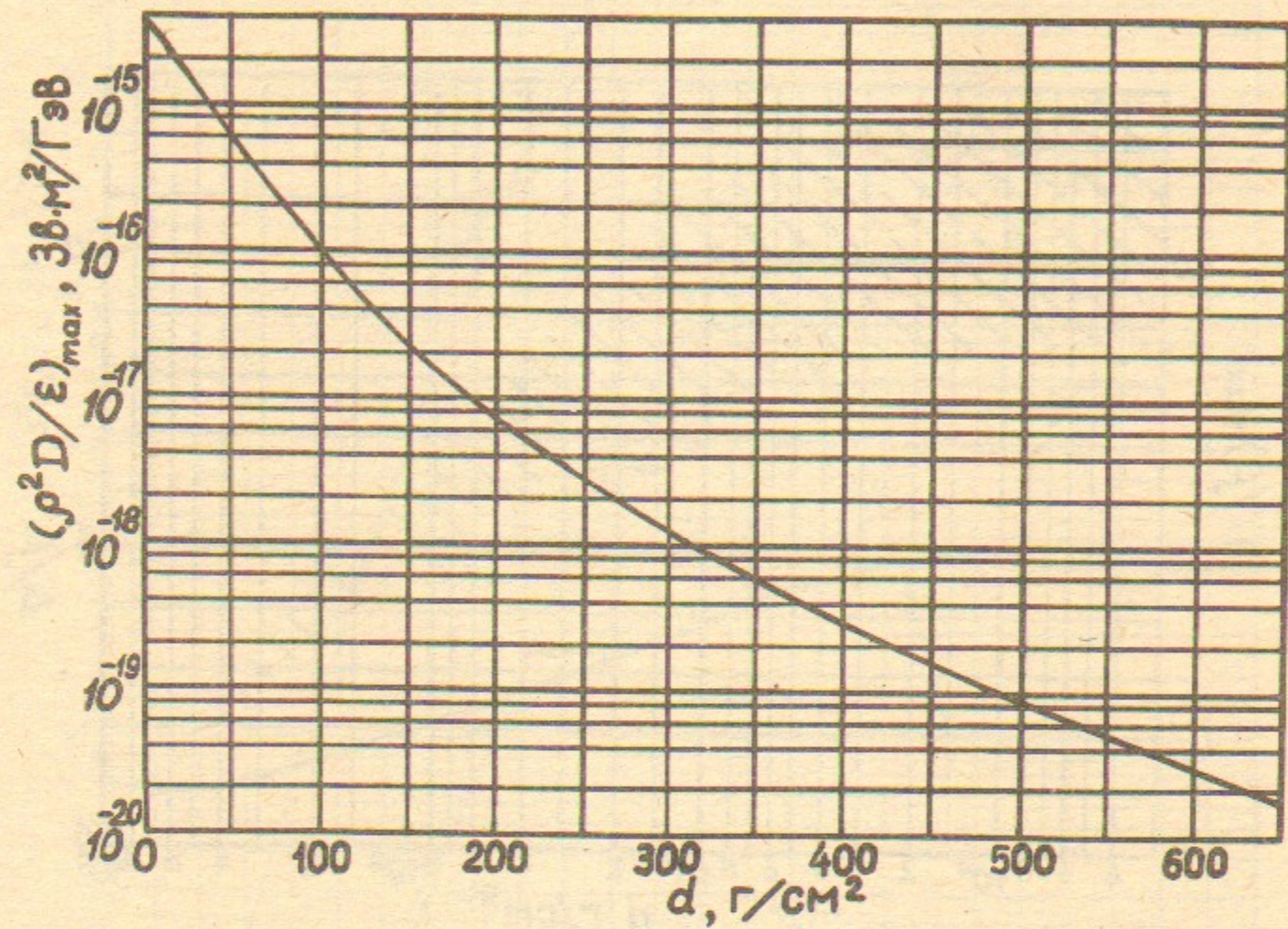


Рис. 29. Величина суммарной эквивалентной дозы ФЛИ и фотонейтронов в максимуме «горячего» пятна за боковой бетонной защитой в зависимости от толщины последней.

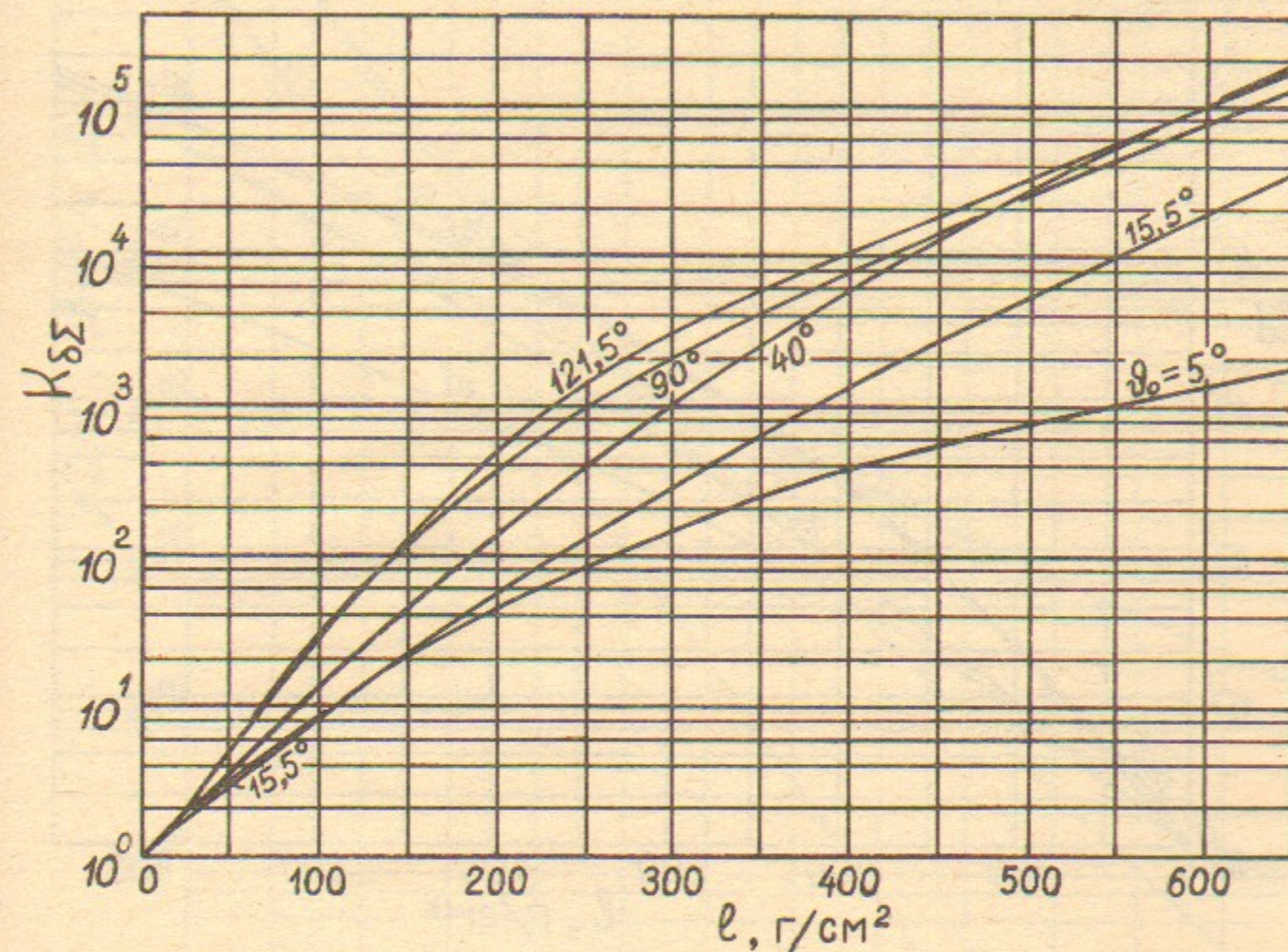


Рис. 30. Кратности ослабления суммарной эквивалентной дозы (ФЛИ + НГР + НВЭ) при наклонном падении на боковую бетонную защиту.

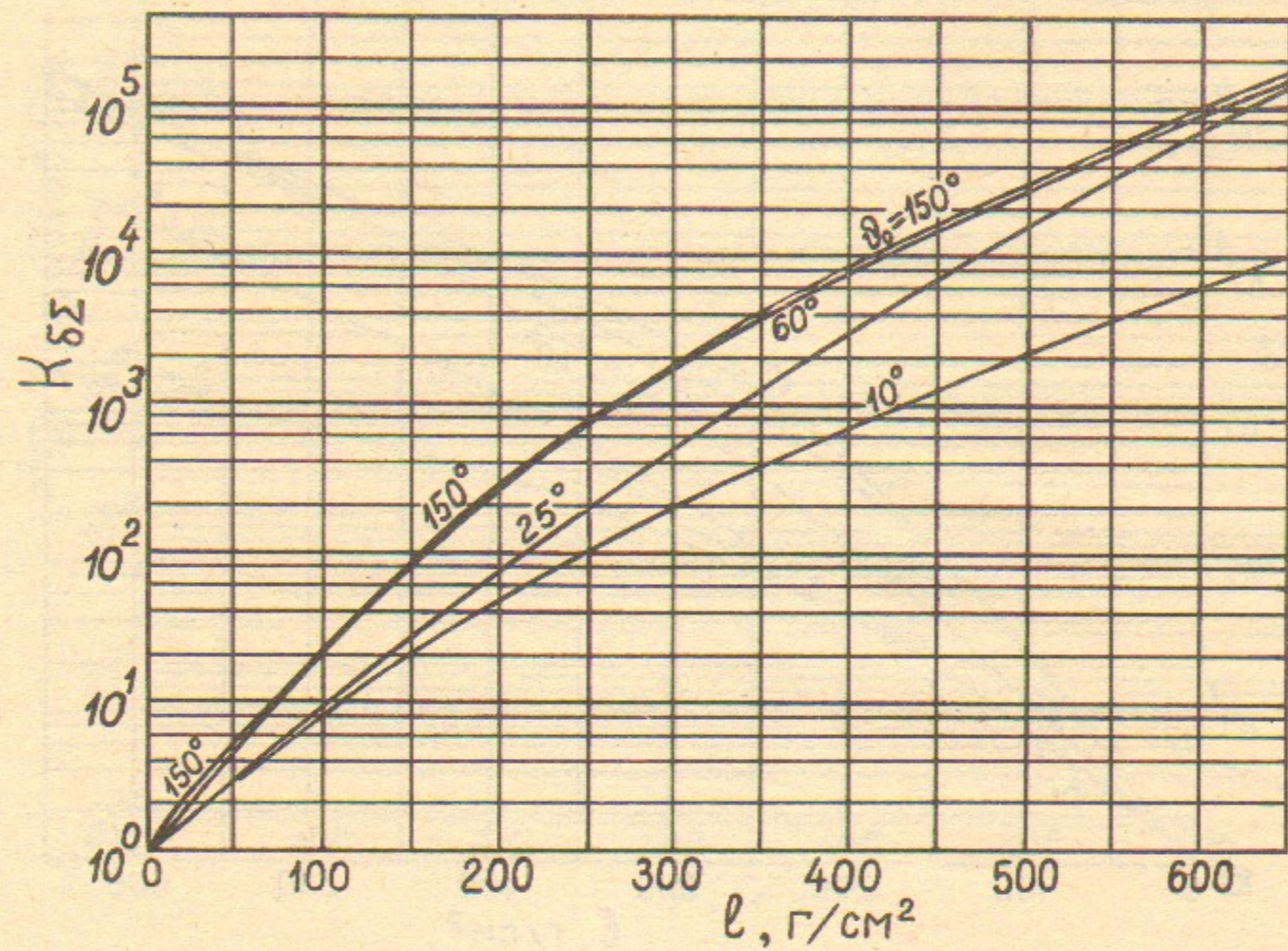


Рис. 31. То же, что на рис. 30.

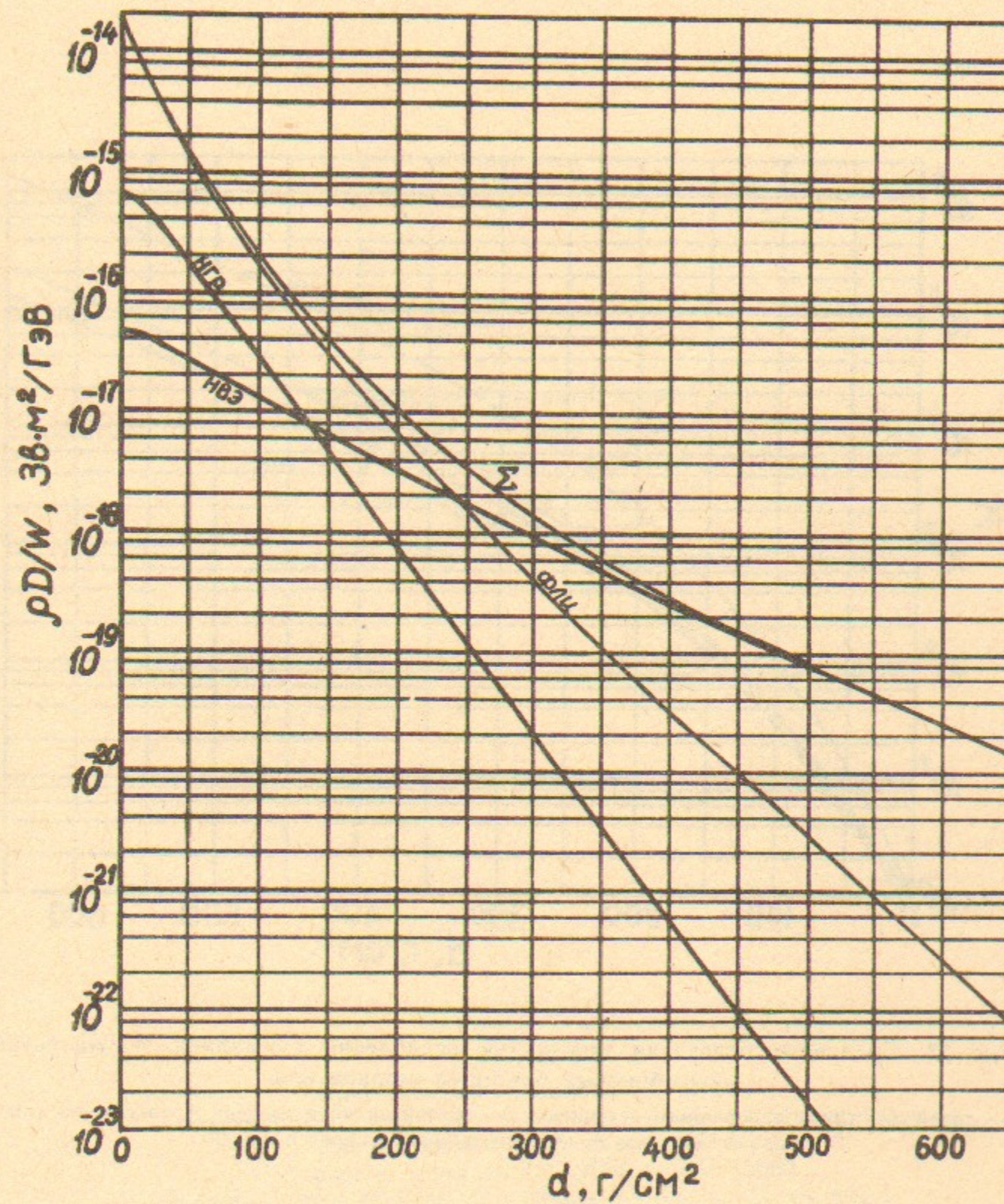


Рис. 32. Ослабление эквивалентной дозы различных радиационных компонент линейного однородного источника боковым бетонным барьером.

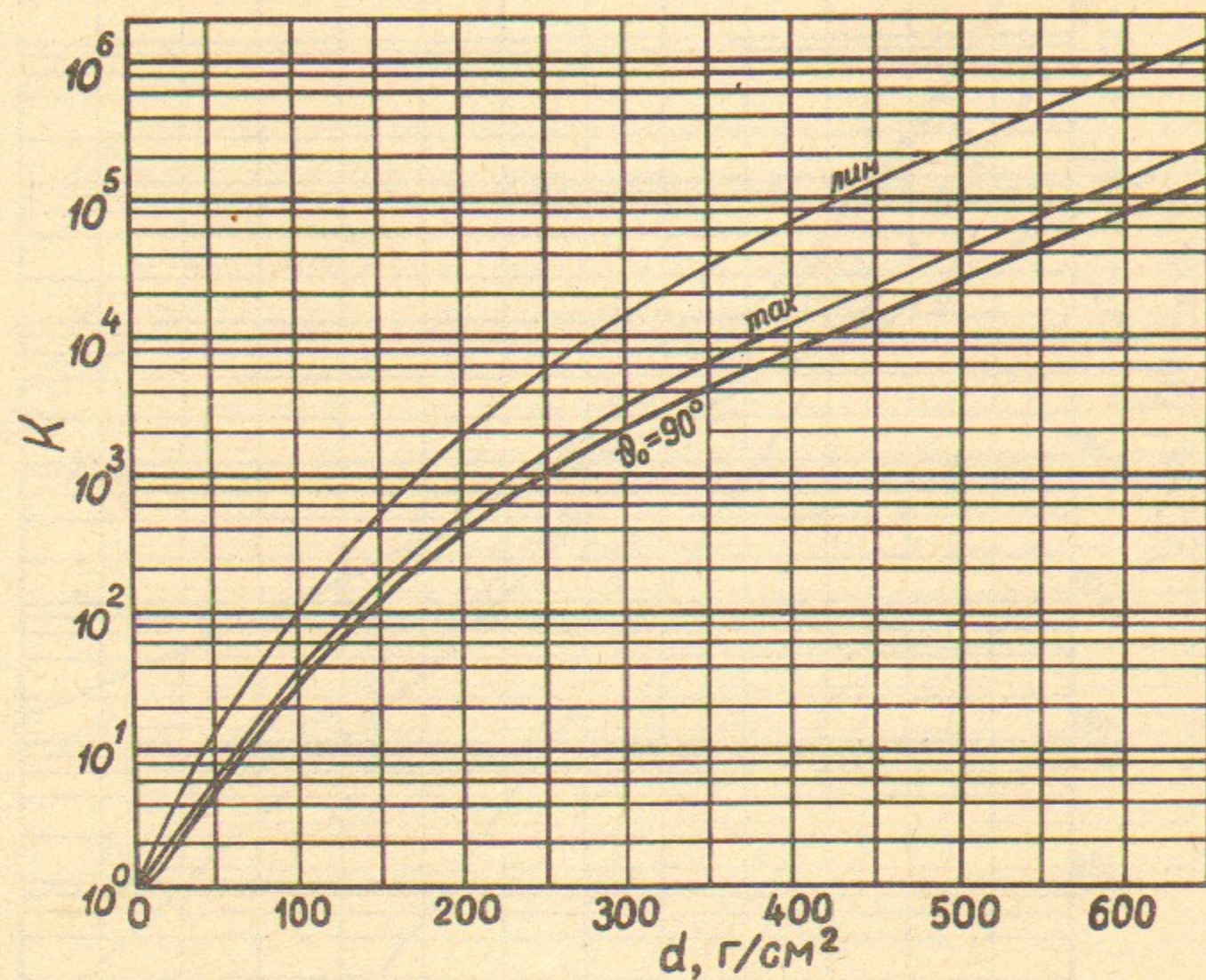


Рис. 33. Сравнение поведения кратностей ослабления суммарной эквивалентной дозы боковым бетонным экраном для:
 1 — линейного (лин) однородного источника; 2 — локализованной мишени и максимума (max) «горячего» пятна; 3 — локализованной мишени и $\theta_0 = 90^\circ$.

В.Г. Баркова, В.Я. Чудаев

Ослабление бетонной защитой эквивалентной дозы ливневого фотонного излучения и фотонейтронов, испускаемых из массивной железной мишени

Ответственный за выпуск С.Г. Попов

Работа поступила 23 июня 1989 г.
 Подписано в печать 7.07 1989 г. МН 12080
 Формат бумаги 60×90 1/16 Объем 3,4 печ.л., 2,7 уч.-изд.л.
 Тираж 200 экз. Бесплатно. Заказ № 105

Набрано в автоматизированной системе на базе фото-наборного автомата ФА1000 и ЭВМ «Электроника» и отпечатано на ротапункте Института ядерной физики СО АН СССР, Новосибирск, 630090, пр. академика Лаврентьева, 11.