

А. 93

Для служебного пользования.

ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СИБИРСКОГО ОТДЕЛЕНИЯ АН СССР

В.Л.Ауслендер, С.Г.Попов, А.Н.Скринский

НАКОПИТЕЛЬ ВЭП - I.

БИБЛИОТЕКА
Института ядерной
Физики СО АН СССР
ИНБ №

гор. Новосибирск - 1963 год

+

1. В в е д е н и е .

Первым этапом проведения экспериментов со встречными пучками в ИЯФ СО АН СССР является создание комплекса установок со встречными электронными пучками на энергию 50-130 Мэв. Работы по созданию комплекса были начаты в 1958 году. Цель этой работы состоит в разработке и изучении методов и самого процесса накопления и в осуществлении экспериментов по упругому рассеянию электронов на электроне /1,2/. Создание такого комплекса потребовало решения ряда сложных физических задач. Был создан безжелезный синхротрон на энергию до 70 Мэв с большим выпущенным импульсным током /3/ (порядка сотен миллиампер). Ускоритель дает импульсы частиц один раз в десять секунд. Для вывода пучка из синхротрона и ввода его в магнитное поле накопительных дорожек были разработаны специальные системы формирования высоковольтных импульсов (амплитудой до 100 кв), малой длительности ($\sim 10^{-8}$ сек) с крутыми фронтами ($1 \cdot 10^{-9}$ сек) /4/. Для проведения пучка от ускорителя к накопительным дорожкам был разработан и создан специальный электроннооптический канал /5/. Была разработана система стабилизации и синхронизации отдельных элементов и частей комплекса. Отдельными разработками были: высокочастотная система для компенсации потерь на излучение /6/ и система регистрации рассеянных электронов /7/. Наконец, был разработан накопитель, описание и обозначению параметров которого и посвящена настоящая работа. Общая схема расположения элементов комплекса ВЭП-1 показана на рис.1 и на рис.2.

Накопительная установка представляет собой две круглые магнитные дорожки, соприкасающиеся друг с другом таким образом, что равновесные орбиты электронов имеют общую точку. Против этой точки в обоих полюсах сделаны горизонтальные щели, служащие для выпуска электронов, рассеянных в месте встречи. Установка расположена таким образом, что медианная плоскость накопительных колец вертикальна и одно кольцо находится над другим. Это позволяет разместить систему регистрации рассеянных электронов в горизонтальной плоскости вокруг накопительной установки.

Конструкция обоих электромагнитов грибообразная (рис.3). Тело полюсов магнитов составляет единое целое со стенками вакуумной камеры из нержавеющей стали, а съемные полюсные наконечники, выполненные в виде полуколец, крепящихся изнутри в вакуумной камере, позволяют производить подгонку формы магнитного поля, необходимой для устойчивого движения частиц.

Максимальное значение поля на орбите равно 10 килоэрстедам. Радиус равновесной орбиты 43 см. Максимальная энергия электронов составляет 130 Мэв. Апертура, свободная для движения электронов внутри камеры, имеет размеры 45 x 30 мм.

Вакуумная система накопительных колец рассчитана на получение давления $5 \cdot 10^{-6}$ мм рт.ст. Время жизни пучка при таком давлении и при $E = 100$ Мэв и напряжении на резонаторе $V = 5 \cdot 10^3$ в составляет $4 \cdot 10^3$ сек. Время затухания колебаний при энергии пучка 100 Мэв составляет $5 \cdot 10^{-2}$ сек.

Конструкция магнитной и вакуумной системы накопительных колец описана в параграфе VI.

Вопросам выбора формы поля, показателя спада поля ("n") и допусков на них, необходимых для устойчивого движения частиц, посвящен параграф II настоящего отчета.

Вопросам инжекции электронов: выбору оптимальных параметров пучка на входе в накопительную систему и выбору места расположения отклоняющих пластин и параметров импульса на них посвящен параграф III.

В параграфе IV рассчитаны основные параметры пучка: размеры, времена жизни пучка из-за различных процессов, времена затухания различных типов колебаний.

Вопросам выбора основных параметров высокочастотной системы посвящен параграф V.

В параграфах УП, УШ рассмотрены различные системы управления пучком и наблюдения за ним.

Эксперименты по электрон-электронному рассеянию будут вестись в диапазоне энергий от 50 до 130 Мэв. Инжекция в накопительные устройства будет осуществляться при фиксированной энергии 50 или 70 Мэв. Изменение энергии будет осуществляться путем соответствующего увеличения магнитного поля. Все численные оценки, сделанные в работе, относятся либо к энергии инжекции 50 Мэв, либо к энергии 100 Мэв, при которой предполагается начать осуществление эксперимента по электрон-электронному рассеянию.

Первым большим этапом работ по наладке и запуску комплекса ВЭП-I является накопление электронов на одну дорожку с однородным по азимуту полем. При этом основной задачей является экспериментальное исследование процесса накопления, что представляет собой самостоятельную физическую задачу. Программа работ на этом этапе обсуждается в параграфе IX.

II. Магнитная система накопителя.

Как указывалось выше, магнитная система накопительного устройства состоит из двух кольцевых магнитных дорожек с общей частью (область взаимодействия пучков). Для того, чтобы условия движения электронов в обеих дорожках были одинаковыми, поле в общей части дорожек должно быть однородным, т.е. показатель спада магнитного поля (n) в общей части дорожек равен нулю. При выбранном отношении ширины дорожки к ее среднему радиусу ($\frac{R_{внеш}-R_{внут}}{R_0} = 0,1$), угловые размеры участка с однородным полем оказываются равными 40° .

Значение показателя спада поля на остальных азимутах выбирается таким образом, чтобы частоты свободных радиальных и аксиальных бетатронных колебаний были достаточно далеки от опасных резонансных значений. Эти требования обычно хорошо удовлетворяются для однородных по азимуту дорожек выбором $n = 0,6$. Выберем значения "n" на оставшейся части дорожки такими, чтобы частоты бетатронных колебаний остались близки к случаю азимутально однородного поля с "n" = 0,6.

Если выбрать значение градиента на всей оставшейся дуге одинаковым (см.рис.4), то такое распределение дает большую величину первой гармоники в "n", что приведет к уширению параметрического резонанса. Первая гармоника в "n" будет составлять 25% от нулевой. Большая первая гармоника при такой форме поля будет и в значениях H при отклонении средней орбиты от стандартной.

С целью компенсации влияния участка поля с $n=0$ и уменьшением величины первой гармоники в поле вводится два участка с $n \sim 1$. Достаточно хорошей является такая картина поля, когда с обеих сторон области с "n" = 0 имеются участки длиной в 20° с "n" = 1 (крылья), а поле в остальной части имеет "n" = 0,62 (см.рис.4). При этом амплитуда первой гармоники в "n" будет составлять 10% от нулевой, а первая гармоника для величины поля (H) при отклонении равновесной орбиты на 1 см будет составлять 0,03% от нулевой.

Определим теперь точность, с которой должны быть выдержаны параметры магнитного поля дорожек.

При выбранной картине поля отношение частоты свободных радиальных колебаний ω_z к частоте обращения ω_0 равно $\chi_z = 0,64$, $\chi_z = \frac{\omega_z}{\omega_0} = 0,77$, а отношение $\frac{\chi_z}{\chi_z} = 0,83$.

Ближайшими опасными резонансными значениями частот бетатронных колебаний являются следующие: $\chi_z = \frac{1}{2}; \frac{2}{3}; \frac{3}{5}; \chi_z = \frac{4}{5}; \frac{3}{4}$; а $\frac{\chi_z}{\chi_z} = 1, \frac{4}{5}$.

Влиянием резонансов более высоких порядков можно пренебречь. На рис.5 приведены значения "n" на основном азимуте и значения "n" в крыльях, приводящие к этим резонансным значениям частот. Точка А-рабочая точка, для нее "n" в "крыльях" равно 1,0 и в основной части $n = 0,62$.

Для оценки требуемых допусков на величину градиента магнитного поля в различных участках мы будем исходить из предположения, что возмущения, вызванные отклонениями от расчетного "n" будут складываться самым неблагоприятным образом.

На рис.6-8 построены зависимости частот радиальных и вертикальных колебаний от "n" на каждом участке, при значениях "n" в других участках, равных расчетным. На эти же графики нанесены положения резонансов. Допуски в этом случае для каждого отдельного участка мы можем определять как 1/3 расстояния от рабочей точки до ближайшего резонанса. В результате получим

следующие значения для "n" в области пересечения $n = 0 \pm 0,1$; в крыльях $n = 1 \pm 0,1$; в основном участке $n = 0,62 \pm 0,02$

Найдем теперь допуски на азимутальные неоднородности поля и положение медианной поверхности. Такие неоднородности приводят к искажению равновесной орбиты по ζ и по Z .

Удобно характеризовать азимутальные искажения магнитного поля и магнитной медианной поверхности гармоническими составляющими H_k и Z_k^H , а соответствующие искажения равновесной орбиты составляющими ρ_k и Z_k . Связь между ними дается формулами:

$$\rho_k = \frac{H_k}{H_0} \cdot \frac{R}{k^2 + n - 1} \quad (1)$$

$$Z_k = Z_k^H \frac{n}{k^2 - n}$$

Для нашего случая наиболее существенной оказываются первая гармоника в поле и первая и нулевая гармоника в положении медианной поверхности. Величины ρ_k и Z_k в нашем случае не должны превышать 0,2 см, что еще практически не приводит к потерям частиц при инжекции и составляет около одной десятой апертуры камеры. В этом случае получим: $Z_1^H \leq 1,3 \text{ мм}$; $\frac{H_1}{H_0} = 3 \cdot 10^{-3}$. Если величины ρ_k и Z_k будут равны 0,6 см, то это приведет к пятидесятипроцентным потерям пучка при инжекции. Это соответствует $Z_0^H = 0,6 \text{ см}$; $Z_1^H = 0,4 \text{ см}$ и $\frac{H_1}{H_0} = 10^{-2}$.

При накоплении пучка на одну дорожку на первом этапе эксперимента полярные наконечники будут заменены. Поле при этом будет однородным по азимуту с $n = 0,6$.

Допуск на среднее "n" составляет $\pm 0,04$.

Допуски на искажения медианной поверхности и азимутальные неоднородности поля остаются прежними.

III. Инжекция электронов.

Магнитное поле накопителя постоянно и поэтому для того, чтобы инжектированные частицы могли оставаться в нем неограниченно долго, необходимо ввести достаточную нестационарность. Такими нестационарностями являются: столкновения с атомами остаточного газа (для любых заряженных частиц) и затухание колебаний из-за наличия излучения и влияния на движение квантовых флукуаций в излучении (для электронов). Однако, эти процессы дают очень малую эффективность захвата и поэтому применяется электромагнитный инфлектор.

Схема инжекции электронов в накопительную систему следующая: Сгусток электронов, попавший на вход одной из накопительных дорожек, прохо-

дит сначала через специальный канал, в котором в момент пролета электронов на их пути полностью компенсируется магнитное поле вплоть до впускного отверстия, центр которого находится на расстоянии 3,15 см от равновесной орбиты. Этот компенсирующий канал представляет собой коаксиал, замкнутый на конце, через который в момент впуска электронов пропускается импульс тока. Вокруг внутреннего стержня коаксиала возникает магнитное поле, форма которого соответствует форме постоянного поля магнита накопителя. Знак этого поля противоположен знаку поля накопителя, а величина в момент пролета частиц сравнивается с ним, что и приводит к полной компенсации поля на всем протяжении канала /5/.

Впущенные в поле накопителя частицы входят в него с такими параметрами, что в результате радиальных бетатронных колебаний они в течение первого оборота сядут на стенки вакуумной камеры. Поэтому на их пути устанавливаются отклоняющие пластины впуска (инфлектор) на который приходит импульс высокого напряжения, в результате чего впущенные электроны получают толчок, уменьшающий амплитуду их свободных бетатронных колебаний. Импульс этот хорошо сформирован по длительности так, что когда электроны снова пролетают мимо инфлектора, отклоняющее напряжение уже оказывается снятым. Величина удара частиц полем инфлектора, форма и длительность электрического импульса должны выбираться таким образом, чтобы захватить максимальное число частиц и в то же время возбуждение ударом накопленного пучка не приводило к его потерям. Из соображений простоты изготовления и эксплуатации генератора электрических импульсов амплитуда напряжения на нем должна быть выбрана минимально возможной.

Инфлектор представляет собой линию, замкнутую на согласованную нагрузку, в которой импульс тока распространяется навстречу движению электронов, при этом электроны испытывают действие электрического и магнитного поля, причем силы воздействия каждого поля на электрон равны и в расчетах мы можем учитывать влияние только одного поля удвоенной величины.

Рассмотрим движение электронов с учетом поля инфлектора.

Уравнение радиального движения частиц в этом случае имеет вид:

$$\frac{d^2 x}{d\psi_1^2} + \chi = \frac{h(x) + V}{1 - n} \quad (2)$$

где: $\chi = \frac{R - R_0}{R_0}$ - относительное отклонение частицы от равновесной орбиты (R_0) $\psi_1 = \sqrt{1 - n} \psi$ - текущий азимут частицы;
 $h = \frac{H_z(x)}{H_{z0}}$ - отношение напряженности поля в инфлекторе в точке x к напряженности поля H_{z0} на равновесной орбите накопительной дорожки;
 $V = \frac{\Delta E}{E}$ - относительное отклонение энергии входящего пучка от равновесной.

После прохождения инфлектора амплитуда бетатронных колебаний равна

$$a = \sqrt{\dot{x}^2 + x^2} \quad (3)$$

где a - измеряется в единицах равновесного радиуса, а x и \dot{x} - координаты частиц на выходе из инфлектора. Наиболее простые выражения для " a " получаются если принять поле в инфлекторе однородным ($h(x) = \text{const}$), или линейно-меняющимся по радиусу ($h(x) = h_0 + h_1 x$). В этих случаях уравнение (2) удобно записать в следующем виде: ($V=0$)

$$x + \mathcal{L}x = -\frac{h_0}{1-n} \quad (4)$$

где

$$\mathcal{L} = \sqrt{1 - \frac{h_1}{1-n}}$$

Движение инжектируемого пучка частиц удобно рассматривать в фазовой плоскости, каждая точка которой соответствует частице с координатами x, \dot{x} (рис. 9).

Если угловой разброс частиц во входящем пучке $\delta \leq \pm 0,01$, а размер впускного канала $\pm 0,7$ см от его центра, то входящий пучок будет изображен в фазовой плоскости прямоугольником I (рис.9). (Величины x, h_0, h_1, a на всех графиках даны в процентах). Прямоугольник II будет изображать пучок на входе в инфлектор, а четырехугольник (III) после выхода из инфлектора. Захваченными окажутся все частицы, которые после выхода из инфлектора имеют амплитуду бетатронных колебаний " a " меньшую, чем эффективная апертура $A_{эф}$ накопительного кольца. Изображения их на фазовой плоскости лежат внутри круга с радиусом $A_{эф}$.

Эффективная апертура камеры для бетатронных колебаний меньше геометрической на величину радиально-фазовых колебаний, амплитуда которых определяется величиной напряжения на ускоряющем промежутке.

Расчет, проведенный в работе /8/ показал, что оптимальными параметрами для инфлектора являются следующие: угловой размер 90° , расстояние от края впускного канала до середины инфлектора 110° . Поле в инфлекторе меняется по закону $h(x) = K \cdot (1+0,5x)$. Коэффициент K зависит только от напряжения на нем. За предельно-допустимое значение " K " принимается такое, при котором амплитуда возбужденных бетатронных колебаний накопленного пучка составляет 0,75 полной апертуры камеры. При этом пучок не приближается к границам апертуры ближе чем на свой радиальный размер (при $E = 50$ Мэв и $R = 10^{-7}$ мм Нг). При энергии $E = 50$ Мэв и энергетическом разбросе $\pm 0,3\%$ оптимальным является случай, когда напряжение на резонаторе составляет ~ 5 кВ

а напряжение на инфлекторе ~ 50 кв. При этих параметрах будет захватываться $\sim 60\%$ инжектируемого пучка.

IV. Параметры пучка в накопителе.

Электроны, захваченные на накопительную дорожку, в начальный момент равномерно заполняют всю апертуру камеры. Затем, благодаря совместному действию излучения подпитывающего напряжения, происходит затухание колебаний, пучок сжимается и мы получаем возможность ввода следующего импульса электронов без потерь предыдущего. Постоянная времени затухания колебаний равна:

$$\tau_0 = 188 \frac{R^2 (\text{см})}{\gamma^3} (\text{сек}) \quad (5)$$

$$\gamma = \frac{E}{m_0 c^2}$$

Времена затухания амплитуд различных типов колебаний можно найти из соотношений /9/:

Для радиально фазовых

$$\tau_1 = 2 \frac{1-n}{3-4n} \tau_0 \quad (6)$$

Для свободных вертикальных

$$\tau_2 = 2 \tau_0 \quad (7)$$

Для свободных радиальных

$$\tau_3 = 2 \frac{1-n}{n} \tau_0 \quad (8)$$

Наличие излучения будет приводить не только к затуханию, но и, благодаря статистическому его характеру, к появлению разброса электронов по энергии, а следовательно и к радиальному уширению пучка, а также к появлению фазовых колебаний. Среднеквадратичные амплитуды установившихся радиально-фазовых, свободных бетатронных и фазовых колебаний можно найти по формулам /9/:

Для радиально фазовых

$$\begin{aligned} \langle a_{рм}^2 \rangle^{1/2} &= 0,875 \cdot 10^{-5} \gamma \sqrt{\frac{R}{(1-n)(3-4n)}} = \\ &= 1,17 \cdot 10^{-4} \gamma \end{aligned} \quad (9)$$

Для свободных бетатронных

$$\langle a_{\beta s}^2 \rangle^{1/2} = 0,875 \cdot 10^{-5} \gamma \sqrt{\frac{R}{n(1-n)}} = \quad (10)$$

$$= 1,17 \cdot 10^{-4} \gamma$$

Получу амплитуду можно записать следующим образом:

$$\langle a_{\beta \omega}^2 \rangle^{1/2} = 1,51 \cdot 10^{-5} \gamma \sqrt{\frac{R}{n(3-4n)}} = \quad (11)$$

$$= 1,65 \cdot 10^{-4} \gamma$$

Разброс пучка по энергии в результате действия квантовых флуктуаций будет:

$$\frac{\Delta E}{E} = 1,08 \cdot 10^{-5} \gamma \sqrt{\frac{1-n}{3-4n} \frac{1}{R}} = \quad (12)$$

$$= 1,34 \cdot 10^{-6} \gamma$$

Фазовая протяженность сгустка, соответствующая (12). (размер каждого сгустка в геометрических радианах):

$$\Delta \Psi = \langle a_{\varphi}^2 \rangle^{1/2} = 1,55 \cdot 10^{-2} \sqrt{\frac{\gamma^3 q}{R(3-4n) e V_0 \sin \varphi_s}} = \quad (13)$$

$$= 4,3 \cdot 10^{-3} \sqrt{\frac{\gamma^3}{e V_0 \sin \varphi_s}}$$

В таблицу 1 (приложение II) сведены вычисления размеров пучка при различных энергиях и различных напряжениях на высокочастотном резонаторе. Аксиальное уширение пучка из-за квантовых флуктуаций при отсутствии связи с радиальными колебаниями крайне мало и не зависит от энергии. Для нашего случая:

$$\langle a_z^2 \rangle^{1/2} = 4,2 \cdot 10^{-6} \sqrt{\frac{R}{n}} = \quad (14)$$

$$= 4 \cdot 10^{-5} \text{ (см)}$$

Кроме увеличения размеров пучка квантовые флуктуации будут приводить и к потерям из него частиц. Время жизни пучка, т.е. то время, за которое число частиц уменьшится в "Е" раз, можно найти по формуле:

$$\tau_s = \frac{mT(1-n)}{(3-4n)^2} \frac{1}{\gamma^4} \frac{1,7 \cdot 10^{14}}{H(s)} \times \exp\left(5 \cdot 10^{-3} \frac{(3-4n)\gamma}{m} H(s)\right) \quad (15)$$

где

$$H(s) = 2\sqrt{s^2-1} - \pi + 2 \arcc \sin \frac{1}{s}$$

$$s = \frac{eV_0}{W_s}$$

W_s - потери частиц на излучение; $T = \frac{2\pi}{\omega_c}$ период обращения. Для случая ВЭП-I эта формула имеет вид:

$$\tau_s = \frac{2,2}{eV} \times \exp 2,2 \cdot 10^5 \frac{eV}{\gamma^3} \quad (16)$$

Кроме процессов, связанных с излучением, электроны будут также испытывать взаимодействие с атомами остаточного газа, что будет приводить к увеличению размеров пучка, а также к потере из него частиц. Времена жизни пучка из-за таких процессов можно найти из следующих соотношений:

а) время жизни из-за однократного рассеяния на атомах остаточного газа:

$$\tau_{og} = 2,4 \cdot 10^{-2} \sqrt{n(1-n)} \frac{E^2 \text{ (МэВ)}}{Z^2 P \text{ (мм Hg)}} \frac{S \text{ (см}^2\text{)}}{L^2 \text{ (см)}} = \quad (17)$$

$$= 4,1 \cdot 10^{-8} \frac{E^2 \text{ (МэВ)}}{P \text{ (мм Hg)}} \text{ (сек)}$$

где: L - длина орбиты;

S - площадь эффективного сечения камеры (4,5 x 3) см²;

Z - эффективный атомный номер остаточного газа.

б) время жизни из-за многократного рассеяния на атомах остаточного газа:

$$\tau_{mn} = 1,88 \frac{\lambda R^2}{\gamma^3} e^{-\frac{\Delta R_{max}^2}{4R^2}} = \quad (18)$$

$$= 3,5 \cdot 10^5 \gamma^{-3} e^{-\frac{q}{4R^2}}$$

где: ΔR_{max} - полувысота камеры;

$\frac{\Delta R}{R}$ - размер пучка.

в) время жизни из-за однократного рассеяния на электронах атомов остаточного газа:

$$\tau = \left(\frac{\Delta E}{E}\right) \frac{1}{2\pi n_0 c Z z_e^2 P} \frac{\gamma}{P} = \quad (19)$$

$$= 7,0 \cdot 10^{-8} \sqrt{\gamma e V_0} \text{ (сек)}$$

г) время жизни из-за тормозного излучения на ядрах остаточного газа:

$$\begin{aligned} \bar{\tau} &= 0,16 \frac{1}{Z^2 p \ln 183 Z^{-1/3} \ln \frac{E}{E_g}} = \\ &= 7,1 \cdot 10^{-4} \frac{1}{p \ln \frac{E}{E_g}} \end{aligned} \quad (20)$$

д) суммарное время жизни:

$$\bar{\tau}_{\Sigma} = \left| \sum \frac{1}{\tau_i} \right|^{-1} \quad (21)$$

Результаты расчетов времен жизни при различных давлениях и напряжениях на резонаторе в зависимости от энергии сведены в табл. 1 (Приложение П).

Многочисленное рассеяние на малые углы ведет также к уширению пучка. Установившиеся поперечные, вертикальные и радиальные размеры пучка можно найти по формуле:

$$\begin{aligned} 2 \Delta R = 2 \Delta h &= 6,2 \cdot 10^4 \cdot \frac{R^2}{\gamma^{5/2}} \sqrt{\frac{P_{\text{инж}} \text{ Нг}}{n}} \text{ (см)} = \\ &= 1,48 \cdot 10^8 \frac{\sqrt{P}}{\gamma^{5/2}} \end{aligned} \quad (22)$$

В таблице 2 (Приложение П) сведены результаты расчетов размеров пучка при различных давлениях в зависимости от энергии.

На рисунках 11, 12 показаны зависимости суммарных размеров пучка от давления и энергии. На этих же рисунках нанесены графики зависимости размеров пучка от давления и энергии из-за многократного рассеяния. Из приведенных графиков видно, что при давлении, большем чем 10^{-7} мм Нг, размеры пучка определяются, в основном, многократным рассеянием электронов на атомах остаточного газа.

На рисунках 13-19 показаны зависимости времен жизни пучка из-за различных процессов, ведущих к его потерям, от давления, энергии и напряжения на резонаторе. На рис. 19-21 приведены зависимости суммарных времен жизни от этих же параметров. Из приведенных графиков видно, что при давлении в камере накопителя $p = 10^{-7}$ мм Нг и энергии 50 МэВ мы уже имеем возможность начать эксперименты по накоплению. Суммарное время жизни при $E = 50$ МэВ и $p = 10^{-7}$ мм Нг, $V = 5$ кВ составляет $\bar{\tau}_{\Sigma} = 2,6 \cdot 10^2$ сек.

Искажения равновесной орбиты и медианной поверхности будут уменьшать величину эффективной апертуры камеры, что будет приводить к дополнительному уменьшению времени жизни пучка. На рис. 22 представлены зависимости времени жизни пучка от эффективной апертуры камеры S и эффективной высоты камеры ΔZ (для случая многократного рассеяния) при различных значениях давления

в камере накопителя и энергии накопленного пучка. Аксиальные и радиальные размеры пучка будут определяться в основном многократным рассеянием на атомах остаточного газа, а время жизни - рассеянием на электронах атомов остаточного газа.

Времена жизни пучка накладывают ограничения на величину предельно-возможного накопленного тока. Зависимость величины накопленного тока от времени можно найти из следующего соотношения:

$$J = J_0 \cdot \bar{\tau}_{\Sigma} (1 - e^{-\frac{t}{\bar{\tau}_{\Sigma}}}) \quad (23)$$

где $J_0 = J_{\text{инж}} \cdot f \cdot g$ $J_{\text{инж}}$ - ток электронов, инжектируемых в накопитель за один импульс, g - эффективность захвата, f - частота импульсов инжекции. При $\bar{\tau}_{\Sigma} = 3 \cdot 10^2$ сек, $J_0 = 10^{-3}$ а, а $J_{\text{пред}} = 0,3$ а

Однако, величина предельно накопленного тока дополнительно будет ограничиваться ростом когерентных потерь $W_{\text{ког}}$, которые равны:

$$W_{\text{ког}} = 7 \cdot 10^{-7} \frac{N}{R} \left(\frac{a}{R} \right)^2 \frac{1}{(\Delta \varphi)^{8/3}} \text{ (эВ)} \quad (24)$$

где N - число частиц в сгустке, а a - поперечный размер камеры.

Когерентные потери существенным образом зависят от фазовой протяженности сгустка $\Delta \varphi$. Фазовая протяженность сгустка при больших накопленных токах может быть определена из следующего соотношения /10/:

$$\Delta \varphi \approx \left(4\pi N e \frac{a}{R^3 V} \right)^{3/11} \quad (25)$$

При числе частиц в сгустке 10^{11} и напряжении на резонаторе 5 кВ, $\Delta \varphi \approx 0,2$ радиана. Когерентные потери при этом будут составлять 250 эВ.

У. Основные требования к высокочастотной системе.

Потери энергии электронов на излучение в накопительных кольцах компенсируются с помощью высокочастотного напряжения, приложенного к ускоряющему промежутку. В качестве ускоряющего элемента выбран коаксиальный четвертьволновый резонатор, разомкнутый конец которого является ускоряющим промежутком. С целью уменьшения геометрических размеров резонатора, компенсация энергетических потерь электронов ведется на второй гармонике и частоте обращения в системе (220 мГц). Дальнейшее увеличение кратности рационально, так как при этом падает число актов взаимодействия.

Средние потери энергии электронов в накопительном кольце, в основном, представляют собой потери на синхротронное излучение (некогерентное и когерентное). Средние потери энергии на ионизацию и тормозное излучение на ядрах атомов остаточного газа пренебрежимо малы. Некогерентные потери частицы, наоборот, определяются из соотношения:

$$W_s = 6,03 \cdot 10^{-7} \frac{\gamma^4}{R(\text{см})} \quad (\text{эВ}) \quad (26)$$

для $\gamma = 100$ эти потери составляют всего 1,4 эВ и для $\gamma = 200 - 22,4 \text{ эВ}$. Максимальные когерентные потери при накопленном токе в 1 ампер составляют соответственно ~200 эВ на один электрон (см. формулу 24 и 25). Полная мощность потерь при накопленном токе 1 ампер составляет 220 Вт.

В наших условиях влияние накопленного пучка на работу высокочастотного тракта несущественно.

В момент инжекции амплитуда высокочастотного напряжения выбирается из соображения обеспечения максимального захвата при заданном разбросе по энергиям (см. гл. П). Для 50 МэВ оптимальная амплитуда напряжения получается равной ~5 кв.

В стационарном режиме амплитуда должна быть достаточно велика для обеспечения большого времени жизни (см. гл. III и Приложение III). Но ее не имеет смысла делать настолько большой, чтобы размер сепаратриссы превышал половину апертуры камеры. В нашем случае:

$$\frac{eV}{E} = 1,3 \left(\frac{\Delta R}{R} \right)^2 \quad (27)$$

где $2\Delta R$ - полный радиальный размер сепаратриссы. При 50 МэВ и $\Delta R = 1,3$ см напряжение на резонаторе $V = 50$ кв.

В режиме подъема энергии из-за того, что изменение магнитного поля в нашей системе можно проводить только очень медленно (за многие секунды) минимальная амплитуда определяется только энергией частиц.

Главные одновременные изменения амплитуды на обоих дорожках несущественны, т.к. они не меняют условий пересечения пучков. Относительное изменение амплитуды приводит к относительному изменению фазы, смещает место встречи пучков и меняет эффективность взаимодействия. Такое относительное изменение фазы должно быть много меньше фазовой протяженности сгустков. Это требование налагает следующее ограничение на нестабильность амплитуды, когда определяющими являются некогерентные потери.

$$\frac{\Delta V_0}{V_0} \ll 2,4 \cdot 10^{-5} \frac{(V_{\text{вольт}})^{1/2}}{\gamma^{5/2}} \quad (28)$$

Отсюда видно, что при энергиях, меньших двухсот МэВ, этот эффект практически не играет роли. При больших когерентных потерях, когда угол равновесной фазы отличается от $\pi/2$ на величину порядка или больше фазовой протяженности сгустка, требования на относительную стабильность амплитуды могут оказаться существенными. При предполагаемых величинах накопленных токов (~1 ампера) этот эффект также несущественен.

Существенным требованием по всей высокочастотной системе является требование гарантированного отсутствия пробоев за времена, много большие времени жизни пучка.

Рассмотрим теперь требования на частотные характеристики высокочастотной системы.

Отклонение частоты от оптимальной при инжекции приводит к уменьшению эффективной апертуры камеры и к увеличению средних амплитуд свободных радиальных и радиально-фазовых колебаний, что приводит к увеличению потерь инжектируемого пучка. Это делает необходимым поддерживать оптимальную частоту с точностью не хуже ~0,5%. Это соответствует изменению радиуса равновесной орбиты не более чем на 2 мм, что еще не приводит к потерям инжектируемого пучка.

Требование отсутствия влияния нестабильностей частоты на время жизни накопленного пучка ограничивает допустимую нестабильность также величиной 0,5%.

Наиболее жесткие требования на стабильность частоты получаются из-за необходимости обеспечить стабильное соударение пучков. Допустимое отклонение частоты при этом должно приводить к радиальному смещению каждого из пучков на величину существенно меньшую половины радиального размера пучка (1 мм). При параметрах ВЭП-1 и вакууме пучка 10^{-7} мм Нг $\frac{\Delta \omega}{\omega} \leq \pm 10^{-4}$. Радиальное смещение пучка при этом ~4.10⁻² мм, что дает 10% уменьшение скорости счета.

При настройке инжекции и осуществлении встречи пучков понадобится регулировка частоты порядка $\pm 2\%$. При инжекции никаких ограничений на плавные изменения фазы высокочастотного напряжения на ускоряющем промежутке не накладываются. При осуществлении встречи относительное изменение фазы приводит к изменению эффективности взаимодействия пучков. Чтобы избежать этого, относительное изменение фазы ($\Delta \psi$) должно быть много меньше фазовой протяженности сгустка (составляющей при 50 МэВ и $V = 5 \cdot 10^3$ в примерно 0,1 электрического радиана), т.е. $\Delta \psi$ не должно быть больше, чем 10⁻² радиана.

Для осуществления встречи необходимо иметь возможность плавно изменять относительную фазу в пределах от $+\pi$ до $-\pi$ с плавностью хода ~ 2 радиана.

У1. Конструкция накопителя.

Схематический чертёж накопителя приведен на рис. 2.

Накопительная установка представляет собой две круглые магнитные дорожки, соприкасающиеся друг с другом с одной стороны так, что круговые равновесные орбиты касаются. Против этой точки в обоих полюсах магнита сделаны горизонтальные щели для выпуска электронов, рассеянных в месте встречи пучков.

Конструкция обоих электромагнитов грибовидная. Тело полюсов магнита представляет собой единое целое со стенками вакуумной камеры, выполненной из нержавеющей стали, а сферические полюсные наконечники, выполненные в виде полуколец, крепятся внутри вакуумной камеры.

Область поля, пригодного для устойчивого движения частиц занимает 50 мм по радиусу и 50 мм междуполюсного зазора. Часть этого зазора занята оборудованной (резонаторами, инфлектором, системой отсоса ионов), так что свободной для движения электронов остается апертура 45 x 30 мм.

Обмотки каждого магнита выполнены из медной трубки 4 x 7 мм. Каждая обмотка состоит из 150 витков, ее сопротивление 0,25 ома. Обмотки магнитов соединены последовательно. Источником питания служит генератор ПН-550, стабилизация питания осуществлена с помощью тиратронной стойки стабилизации возбуждения генератора БТ-4. Стабильность тока в обмотках поддерживается с точностью $3 \cdot 10^{-2}\%$.

Максимальное значение напряженности поля на орбите равно 10000 эрстед радиус равновесной орбиты 43 см.

Со всех четырех торцевых сторон общая камера накопительной установки имеет большие прямоугольные отверстия, закрытые флянцами и служащие для размещения внутри камеры всего необходимого оборудования.

Флянцы двойные, внутренние со стороны высокого вакуума флянцы прижимаются по периметру к посадочному уступу через закрепленные на них свинцовые прокладки: наружные флянцы уплотняются на резину, а пространство между ними откачивается отдельными масляными насосами до вакуума $5 \cdot 10^{-6}$ мм Hg (см. рис. 2).

К одному из больших вертикальных отверстий прифланцовывается высоковакуумный насос сорбционного типа с титановым распылителем и азотным охлаждением, дающий предельный вакуум $1 \cdot 10^{-8}$ мм Hg и обеспечивающий скорость откачки 15000 л/сек. Пространство между флянцами откачивается 4 насосами ЦВЛ-100.

Во время прогрева камеры электромагниты, состоящие каждый из двух половинок, откатываются наружу и вместо них вставляются дополнительные нагревательные элементы, обеспечивающие полный прогрев всех частей камеры, находя-

щихся в высоком вакууме, до температуры 200°C.

В межполюсном зазоре на обеих дорожках расположены изолированные от корпуса пластины, на которые можно подавать разность потенциалов в 15 кв. для отсоса ионов из области, занятой пучком.

УП. Управление пучком.

При настройке режима захвата и осуществлении встречи накопленных пучков понадобится регулировать равновесный радиус орбиты пучков, форму медианной поверхности, а также, возможно, частоты бетатронных колебаний.

Регулировка равновесного радиуса осуществляется изменением частоты подпитывающего напряжения. Принятый диапазон изменения частоты $\pm 2\%$ позволяет регулировать равновесный радиус в пределах ± 9 мм.

В связи с тем, что накопление будет производиться при фиксированной энергии (50 или 70 Мэв), а в эксперименте необходим широкий диапазон значений энергий накопленных пучков (50-130 Мэв), то в процессе эксперимента понадобится менять энергию накопленных пучков. Это будет осуществляться путем соответствующего подема или уменьшения магнитного поля.

Из-за сложности магнитопровода в месте встречи нельзя сделать так, чтобы неоднородность магнитного поля по азимуту была мала во всем диапазоне полей. Для компенсации этой неоднородности на азимутах, противоположных месту встречи, предусмотрена возможность с помощью токовых витков в межполюсном зазоре вводить компенсирующую неоднородность.

При эксперименте необходимо, чтобы размер области взаимодействия пучков был достаточно мал (меньше размера счетчика).

При касании пучков размер области встречи можно найти из соотношения:

$$L_{встр} = 2\sqrt{R\Delta\zeta} \quad (29)$$

где $\Delta\zeta$ - радиальный размер пучка.

При энергии 100-130 Мэв $\Delta\zeta = 1 \pm 1,5$ мм, а $L_{встр}$ при этом будет составлять ~ 5 см.

Геометрические размеры пучков очень малы и поэтому уже малые изменения в положении равновесных орбит приведут к тому, что пучки в области взаимодействия разойдутся. Обеспечение пересечения пучков по радиусу будет осуществляться путем соответствующего изменения частоты подпитывающего напряжения. Поскольку вертикальный размер пучка меньше радиального и мал по абсолютной величине (меньше 1 мм), то уже малые возмущения в положении медианных поверхностей будут приводить к тому, что пучки в области взаимодействия разойдутся по вертикали и перестанут встречаться. Поэтому нам значительно выгоднее осуществлять пересечение пучков под небольшим углом.

Длина области взаимодействия при пересечении пучков под углом определится из соотношения:

$$L_{\text{встр}} = \frac{\Delta Z}{\alpha} \quad (30)$$

где: α - угол наклона пучка к средней плоскости в месте встречи,
 ΔZ - вертикальный размер пучка.

Максимальное отклонение орбиты пучка от средней при наклоне всей орбиты пучка, как целого, будет:

$$Z_i = \alpha R \quad (31)$$

Такой наклон орбиты можно осуществить путем соответствующего выбора формы магнитной медианной поверхности. Неучтенные возмущения медианной поверхности могут привести к изменению угла пересечения пучков и к смещению точек их пересечения.

Плавная регулировка положения медианной поверхности будет осуществляться вводом соответствующего отклоняющего по Z электрического поля.

Если такую регулировку осуществлять за счет введения первой гармоники электрического поля, то ее амплитуду можно найти из следующего соотношения:

$$E_1 = 0,3 (1-n) \frac{H}{R} \Delta Z \frac{\text{кВ}}{\text{см}} = \\ = 0,3 (1-n) H \Delta \alpha \frac{\text{кВ}}{\text{см}} \quad (32)$$

где ΔZ и $\Delta \alpha$ - необходимые пределы плавной регулировки.

При $\Delta Z = \pm 1 \text{ мм}$ $H = 10^4$ эрстед; $E = \pm 3$ кв/см осуществление одновременно прихода пучков в точку встречи достигается регулировкой относительного изменения фазы высокочастотного напряжения.

УШ. Наблюдение за пучком.

Для окончательной настройки накопительной системы нам необходимо контролировать параметры пучка; аксиальное и радиальное положение, углы наклона траектории частиц к равновесной орбите, число частиц в пучке на всех этапах эксперимента: при впуске и наладке системы инфлексии, при накоплении и изучении накопленного пучка, при осуществлении встречи пучков и контроля пучка при эксперименте по электрон-электронному рассеянию.

Требования к системам регистрации пучка на различных этапах эксперимента различны.

При настройке впуска и проведении первых оборотов можно использовать следующие методы регистрации, связанные с разрушением пучка.

1. Пробники полного поглощения заряда (из тяжелого вещества, например, свинец). Они позволяют получить хорошее временное разрешение и возможность работы в магнитном поле.

Наиболее существенными недостатками этих пробников являются малая чувствительность, плохое геометрическое разрешение и большие размеры. Эти пробники будут использоваться в основном для калибровки других датчиков.

2. Полупроводниковые датчики имеют высокое геометрическое разрешение, очень высокую чувствительность, хорошее временное разрешение и могут работать в магнитном поле. Эти датчики будут использоваться для определения траектории первого и второго оборота частиц в накопителе.

3. Другими возможными методами являлись бы датчики, основанные на вторичной электронной эмиссии, сцинтилляторы, газовые ионизационные камеры и фотопленки, однако их использование в наших условиях менее рационально.

При дальнейших этапах работы наблюдение за пучком производится с помощью методов, не связанных с разрушением пучка. Такими методами являются, в первую очередь, наблюдение за светом, испускаемым электронами в магнитном поле, и за ближним электромагнитным полем пучка.

С помощью наблюдения за светом, испускаемым электронами, рационально производить следующие измерения:

- а) грубые оценки абсолютной интенсивности пучка и точное измерение изменения интенсивности во времени;
- б) измерение размеров пучка: радиальных, вертикальных, фазовых;
- в) измерение положения пучка в камере и его фазовое положение.

Чувствительность метода очень высока. При энергиях пучка выше 60 МэВ мы можем с помощью фотоумножителей наблюдать отдельные электроны. При меньших энергиях, когда максимум спектра излучения смещается в инфракрасную область, наблюдения можно осуществлять с помощью фотодиодов. Применение электронно-оптических преобразователей дает возможность определять фазовый размер и положение сгустка.

Зависимости предельно малых значений тока накопленного пучка, которые еще можно регистрировать, от энергии приведены на рис. 23.

Другим методом наблюдения за пучком является метод с применением "pick-up" электродов. Он позволяет надежно наблюдать за пучком при числе частиц в сгустке не менее 10^7 независимо от энергии. С его помощью можно определять абсолютное число частиц в сгустке, положение сгустка в камере и по фазе и его фазовые размеры.

С помощью этих методов будет производиться инжекция, накопление пучков и предварительная настройка их встречи. Окончательная настройка встречи будет производиться по эффекту рассеяния электронов на электронах.

IX. Работа на одной дорожке .

Ввиду сложности всего эксперимента, его целесообразно проводить в несколько этапов, последовательно отлаживая на пучке отдельные узлы и системы установки. Сама по себе задача накопления больших токов (порядка 1а) является большой и новой физической проблемой и должна быть выделена в самостоятельный этап.

На этом этапе накопление будет производиться на однородной по азимуту (в магнитном отношении) дорожке ($n = 0,6$) с использованием флянцев второй дорожки для более детального и удобного доступа к пучку и наблюдения за ним.

Этот этап будет проведен в несколько подэтапов:

1. Проведение первого оборота, подбор точного значения энергии и величины поля в инфлекторе. При этом не нужен сверхвысокий вакуум и высокочастотное напряжение на резонаторе, а наблюдение можно вести с разрушением пучка.

2. Осуществление захвата в магнитное поле с компенсацией потерь на излучение, при этом не нужен сверхвысокий вакуум; наблюдение за пучком ведется по свету и с помощью пикап-электродов.

3. Изучение времени жизни и размеров захваченного пучка.

4. Изучение процесса накопления и получение предельно возможных накопленных токов.

ПРИЛОЖЕНИЕ I

Уравнения движения частиц вокруг равновесной орбиты в линейном приближении можно записать следующим образом:

$$\frac{d^2 z}{d\theta^2} + (1-n)z = 0 \quad \text{I}$$

$$\frac{d^2 Z}{d\theta^2} + nZ = 0$$

а их решения будут:

$$\rho = \begin{pmatrix} z(\theta) \\ z'(\theta) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\sqrt{1-n}\theta & \frac{1}{\sqrt{1-n}} \sin\sqrt{1-n}\theta \\ -\sqrt{1-n} \sin\sqrt{1-n}\theta & \cos\sqrt{1-n}\theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} z_0 \\ z'_0 \end{pmatrix} = M_z \rho_0 \quad \text{II}$$

$$Z = \begin{pmatrix} Z(\theta) \\ Z'(\theta) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\sqrt{n}\theta & \frac{1}{\sqrt{n}} \sin\sqrt{n}\theta \\ -\sqrt{n} \sin\sqrt{n}\theta & \cos\sqrt{n}\theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} Z_0 \\ Z'_0 \end{pmatrix} = M_Z Z_0$$

R - радиус идеальной равновесной орбиты,
 где θ - азимут частицы, z - отклонение от равновесной орбиты,
 Z - отклонение от медианной поверхности, и z', z'' - углы наклона траектории частиц.

Такие матрицы позволяют нам вычислить координаты частиц после прохождения ими участка магнитного поля протяженностью S и показателем спада магнитного поля n при заданных начальных условиях (z_0, z'_0, Z_0, Z'_0).

Для того, чтобы найти координаты частицы после одного ее оборота в накопительной системе, необходимо учесть наличие четырех участков в магнитном поле с разными n . После прохождения четырех участков поля координаты частицы можно найти из соотношения:

$$\rho_1 = M_{12} \cdot M_{22} M_{32} M_{42} \rho_0 = M_z \rho_0 \quad \text{III}$$

$$Z = M_Z Z_0$$

Штур такого произведения матриц позволяет найти частоты свободных бетатронных колебаний в такой системе и эффективное значение градиента / /

$$\frac{1}{2} \text{Sp } M = \cos \mu \quad \text{IV}$$

где

$$\mu_z = 2\pi \chi_z = 2\pi \sqrt{n_{эф}}$$

$$\mu_2 = 2\pi \chi_2 = 2\pi \sqrt{1-n_{эф}}$$

В общем случае для четырехсекторной магнитной дорожки получим следующее выражение для $\cos \mu$

$$\begin{aligned} \cos \mu = & \eta_1 \eta_2 \eta_3 \eta_4 + \frac{1}{2} \xi_1 \xi_2 \xi_3 \xi_4 \left(\frac{\chi_2 \chi_4}{\chi_1 \chi_3} + \frac{\chi_1 \chi_3}{\chi_2 \chi_4} \right) - \\ & - \xi_1 \xi_2 \eta_3 \eta_4 \cdot \frac{1}{2} \left(\frac{\chi_2}{\chi_1} + \frac{\chi_1}{\chi_2} \right) - \xi_2 \xi_3 \eta_4 \eta_1 \cdot \frac{1}{2} \left(\frac{\chi_3}{\chi_2} + \frac{\chi_2}{\chi_3} \right) - \\ & - \xi_3 \xi_4 \eta_1 \eta_2 \cdot \frac{1}{2} \left(\frac{\chi_4}{\chi_3} + \frac{\chi_3}{\chi_4} \right) - \xi_4 \xi_1 \eta_2 \eta_3 \cdot \frac{1}{2} \left(\frac{\chi_1}{\chi_4} + \frac{\chi_4}{\chi_1} \right) \end{aligned}$$

где: $\eta = \cos \chi \theta$ $\xi = \sin \chi \theta$, θ : - угловой размер соответствующего сектора, а $\chi = \sqrt{1-n}$ - для радиального движения и \sqrt{n} для вертикального движения.

Для ВЭП-I

Л и т е р а т у р а

- /1/ Г.И.Будкер, А.А.Наумов и сотрудники. Работы по встречным электрон-электронным, позитрон-электронным и протон-протонным пучкам ИЯФ СО АН СССР. Доклад на Международной конференции по ускорителям г.Дубна, 1963 г.
- /2/ В.Л.Ауслендер, С.Г.Попов, В.А.Сидоров, В.Н.Скринский. Эксперименты со встречными пучками. Препринт ИЯФ СО АН СССР, 1963 г.
- /3/ Г.И.Будкер, А.Х.Кадымов, А.А.Наумов, В.С.Панасюк, С.Г.Попов, А.Н.Скринский. Безжелезный импульсный синхротрон на энергию 70-ЮС Мэв. Материалы совещания по физике и технике метода встречных пучков. (г.Харьков, 21-25 мая 1962 г., часть 2).
- /4/ Л.Н.Бондаренко, Б.Г.Ерозолимский, Ю.Г.Матвеев, А.К.Шевченко. Система впуска и выпуска ВЭП-I. Материалы совещания по физике и технике метода встречных пучков. (г.Харьков, 21-25 мая 1962 г., часть 2).
- /5/ Е.С.Миронов, Г.А.Сильвестров. Канализирующий тракт установки ВЭП-I. Материалы совещания по физике и технике метода встречных пучков, (г.Харьков, 21-25 мая 1962 г., часть 2).
- /6/ В.А.Борисов, Г.Н.Острейко, В.С.Панасюк, Л.И.Ддин. Высокочастотное питание установок со встречными пучками. Материалы совещания по физике и технике метода встречных пучков. (г.Харьков, 21-25 мая 1962 г., часть 2).
- /7/ Б.Г.Ерозолимский, А.П.Онучин, А.Г.Хабахпашев. Система регистрации ВЭП-I. Материалы совещания по физике и технике метода встречных пучков. (г.Харьков, 21-25 мая 1962 г., часть 2).
- /8/ Мишнев , отчет ИЯФ СО АН СССР, 1963 г.
- /9/ А.А.Коломенский, А.Н.Лебедев. Теория циклических ускорителей.
- /10/ М.С.Рабинович, Л.В.Иогансен. ЖЭТФ 38, 1183, 1960 г.

Таблица I.

РАЗМЕР ПУЧКА

E MeV		30	50	75	100	130
$2 \langle a_{pm}^2 \rangle^{1/2}$ см.		$1,4 \cdot 10^{-2}$	$2,3 \cdot 10^{-2}$	$3,5 \cdot 10^{-2}$	$4,7 \cdot 10^{-2}$	$6,1 \cdot 10^{-2}$
$2 \langle a_{ps}^2 \rangle^{1/2}$ см.		$1,4 \cdot 10^{-2}$	$2,3 \cdot 10^{-2}$	$3,5 \cdot 10^{-2}$	$4,7 \cdot 10^{-2}$	$6,1 \cdot 10^{-2}$
$2 \langle a_{pw}^2 \rangle^{1/2}$ см.		$2,0 \cdot 10^{-2}$	$3,3 \cdot 10^{-2}$	$5,0 \cdot 10^{-2}$	$6,6 \cdot 10^{-2}$	$8,6 \cdot 10^{-2}$
$\Delta\varphi = \langle a_{pp}^2 \rangle^{1/2}$	$V = 10^3$	$6,3 \cdot 10^{-2}$	0,14	0,25	0,38	0,57
	$V = 5 \cdot 10^3$	$2,8 \cdot 10^{-2}$	$6 \cdot 10^{-2}$	0,11	0,17	0,26
	$V = 10^4$	$2,0 \cdot 10^{-2}$	$4,3 \cdot 10^{-2}$	$7,9 \cdot 10^{-2}$	0,12	0,18
$2 \Delta z \cdot 2 \Delta h$ см.	$\rho = 10^{-6}$	5,5	1,48	0,56	0,26	0,14
	$\rho = 10^{-7}$	1,7	0,47	0,17	$8,3 \cdot 10^{-2}$	$4,3 \cdot 10^{-2}$
	$\rho = 10^{-8}$	0,53	0,15	$5,4 \cdot 10^{-2}$	$2,6 \cdot 10^{-2}$	$1,4 \cdot 10^{-2}$
$2 \Delta z_z$ см.	$\rho = 10^{-6}$	5,5	1,5	0,61	0,33	0,23
	$\rho = 10^{-7}$	1,72	0,50	0,22	0,15	0,13
	$\rho = 10^{-8}$	0,55	0,18	0,10	0,092	0,10
\bar{l} см.	$V = 10^3$	2,7	5,8	11	16,5	24,5
	$V = 5 \cdot 10^3$	1,2	2,6	4,7	7,3	11,2
	$V = 10^4$	0,86	1,85	3,4	5,2	7,7

Таблица 2.

ВРЕМЕНА ЖИЗНИ ПУЧКА

E MeV			30	50	75	100	130			
Квантовые флуктуации	τ сек (12)	$V = 10^3 \nu$					$5,5 \cdot 10^2$			
		$V = 5 \cdot 10^3 \nu$				∞				
		$V = 10^4 \nu$								
Однократное рассеяние	τ сек (13)	$\rho = 10^{-6} \text{ млл Нг}$	37	103	230	410	695			
		$\rho = 10^{-7} \text{ млл Нг}$	$3,7 \cdot 10^2$	$1,03 \cdot 10^3$	$2,3 \cdot 10^3$	$4,1 \cdot 10^3$	$6,9 \cdot 10^3$			
		$\rho = 10^{-8} \text{ млл Нг}$	$3,7 \cdot 10^3$	$1,03 \cdot 10^4$	$2,3 \cdot 10^3$	$4,1 \cdot 10^4$	$6,9 \cdot 10^4$			
Многократное рассеяние	τ сек (14)	$\rho = 10^{-6}$	0	20						
		$\rho = 10^{-7}$	40	∞						
		$\rho = 10^{-8}$								
δ - электроны	τ сек (15)	$\rho = 10^{-6}$	$V = 10^3 \nu$	$1,8 \cdot 10$	$2,3 \cdot 10$	$2,7 \cdot 10$	$3,1 \cdot 10$	$3,5 \cdot 10$		
			$5 \cdot 10^3$	$3,9 \cdot 10$	$5,0 \cdot 10$	$6,1 \cdot 10$	$7,0 \cdot 10$	$8,0 \cdot 10$		
			10^4	$5,5 \cdot 10$	$7,1 \cdot 10$	$8,4 \cdot 10$	$9,9 \cdot 10$	$1,1 \cdot 10^2$		
		$\rho = 10^{-7}$	10^3	$1,8 \cdot 10^2$	$2,3 \cdot 10^2$	$2,7 \cdot 10^2$	$3,1 \cdot 10^2$	$3,5 \cdot 10^2$		
			$5 \cdot 10^3$	$3,9 \cdot 10^2$	$5,0 \cdot 10^2$	$6,1 \cdot 10^2$	$7,0 \cdot 10^2$	$8,0 \cdot 10^2$		
			10^4	$5,5 \cdot 10^2$	$7,1 \cdot 10^2$	$8,4 \cdot 10^2$	$9,9 \cdot 10^2$	$1,1 \cdot 10^3$		
		$\rho = 10^{-8}$	10^3	$1,8 \cdot 10^3$	$2,3 \cdot 10^3$	$2,7 \cdot 10^3$	$3,1 \cdot 10^3$	$3,5 \cdot 10^3$		
			$5 \cdot 10^3$	$3,9 \cdot 10^3$	$5,0 \cdot 10^3$	$6,1 \cdot 10^3$	$7,0 \cdot 10^3$	$8,0 \cdot 10^3$		
			10^4	$5,5 \cdot 10^3$	$7,1 \cdot 10^3$	$8,4 \cdot 10^3$	$9,9 \cdot 10^3$	$1,1 \cdot 10^4$		
		Тормозное излучение на ядрах остаточного газа	τ сек (16)	$\rho = 10^{-6}$	$V = 10^3 \nu$	$1,15 \cdot 10^2$	$1,1 \cdot 10^2$	$1,1 \cdot 10^2$	$1,1 \cdot 10^2$	$1,0 \cdot 10^2$
					$5 \cdot 10^3$	$1,3 \cdot 10^2$	$1,25 \cdot 10^2$	$1,2 \cdot 10^2$	$1,2 \cdot 10^2$	$1,15 \cdot 10^2$
					10^4	$1,4 \cdot 10^2$	$1,35 \cdot 10^2$	$1,3 \cdot 10^2$	$1,25 \cdot 10^2$	$1,2 \cdot 10^2$
$\rho = 10^{-7}$	10^3			$1,15 \cdot 10^3$	$1,1 \cdot 10^3$	$1,1 \cdot 10^3$	$1,1 \cdot 10^3$	$1,0 \cdot 10^3$		
	$5 \cdot 10^3$			$1,3 \cdot 10^3$	$1,25 \cdot 10^3$	$1,2 \cdot 10^3$	$1,2 \cdot 10^3$	$1,15 \cdot 10^3$		
	10^4			$1,4 \cdot 10^3$	$1,35 \cdot 10^3$	$1,3 \cdot 10^3$	$1,25 \cdot 10^3$	$1,2 \cdot 10^3$		
$\rho = 10^{-8}$	10^3			$1,15 \cdot 10^4$	$1,1 \cdot 10^4$	$1,1 \cdot 10^4$	$1,1 \cdot 10^4$	$1,0 \cdot 10^4$		
	$5 \cdot 10^3$			$1,3 \cdot 10^4$	$1,25 \cdot 10^4$	$1,2 \cdot 10^4$	$1,2 \cdot 10^4$	$1,15 \cdot 10^4$		
	10^4			$1,4 \cdot 10^4$	$1,35 \cdot 10^4$	$1,3 \cdot 10^4$	$1,25 \cdot 10^4$	$1,2 \cdot 10^4$		

Суммарное время жизни пучка.

		E MeV	30	50	75	100	130
τ_z	$\rho = 10^{-6}$	$V = 10^3$	0	8,8	$2,0 \cdot 10$	$2,3 \cdot 10$	$2,4 \cdot 10$
		$5 \cdot 10^3$	0	$1,13 \cdot 10$	$3,4 \cdot 10$	$4,0 \cdot 10$	$4,2 \cdot 10$
		10^4	0	$1,24 \cdot 10$	$4,0 \cdot 10$	$5,0 \cdot 10$	$5,0 \cdot 10$
	$\rho = 10^{-7}$	10^3	$2,9 \cdot 10$	$1,57 \cdot 10^2$	$2,0 \cdot 10^2$	$2,3 \cdot 10^2$	$2,5 \cdot 10^2$
		$5 \cdot 10^3$	$3,2 \cdot 10$	$2,6 \cdot 10^2$	$3,4 \cdot 10^2$	$4,0 \cdot 10^2$	$4,4 \cdot 10^2$
		10^4	$3,4 \cdot 10$	$3,2 \cdot 10^2$	$4,0 \cdot 10^2$	$5,0 \cdot 10^2$	$5,5 \cdot 10^2$
	$\rho = 10^{-8}$	10^3	$1,1 \cdot 10^3$	$1,6 \cdot 10^3$	$2,0 \cdot 10^3$	$2,3 \cdot 10^3$	$2,5 \cdot 10^3$
		$5 \cdot 10^3$	$1,7 \cdot 10^3$	$2,6 \cdot 10^3$	$3,4 \cdot 10^3$	$4,0 \cdot 10^3$	$4,4 \cdot 10^3$
		10^4	$1,9 \cdot 10^3$	$3,2 \cdot 10^3$	$4,0 \cdot 10^3$	$5,0 \cdot 10^3$	$5,5 \cdot 10^3$

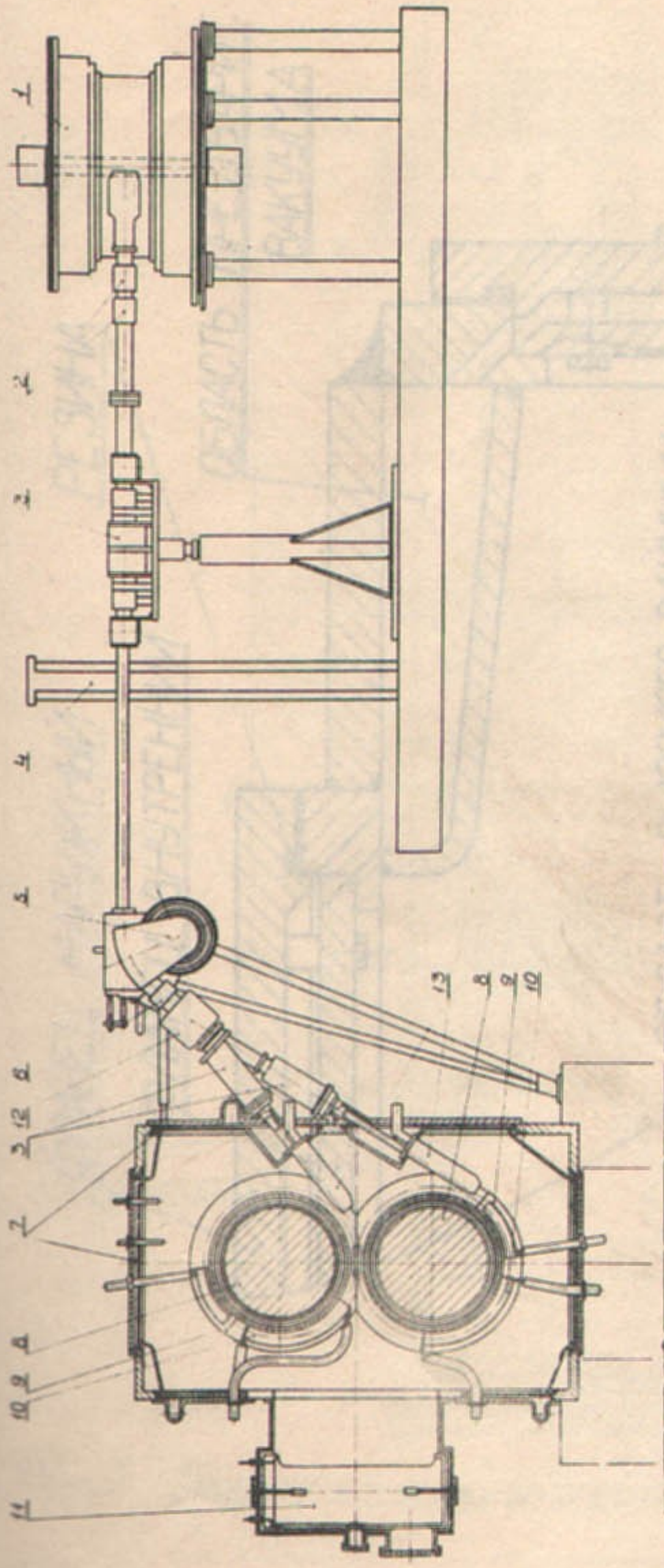


Рис. 1. Схема расположения элементов установки ВЭП-1.

1-синхротрон Б-2С; 2-корректирующие магниты; 3-квадрупольные линзы; 4-радиационный и магнитный экран; 5-поворотный магнит; 6-корректирующая катушка; 7-межланцевое пространство; 8-магниты накопительных дорожек; 9-резонатор; 10-инффлектор; 11-высокововакуумный насос; 12-коммутирующий магнит; 13-компенсирующие системы.

УСТРОЙСТВО
 ФЛАНЦЕВ
 РИС. 2. С ДВОЙНОЙ ОТКАЧКОЙ
 ВАКУУМА
 ДВА ОТКАЧКИ
 ИЗ ОБЛАСТИ
 ПРЕДВАРИ

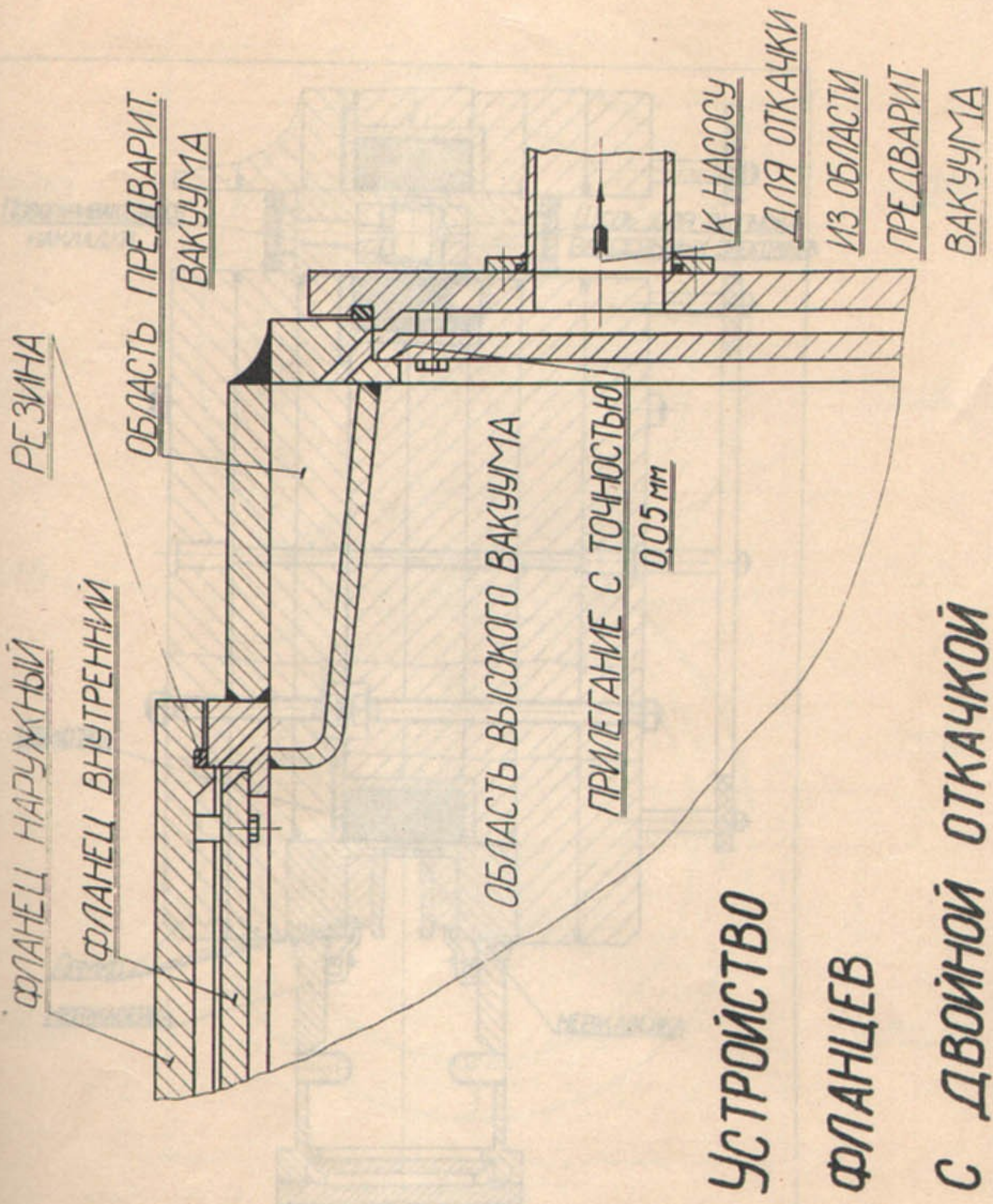


Рис. 3. Разрез камеры и электромагнита

Рис. 2. С ДВОЙНОЙ ОТКАЧКОЙ

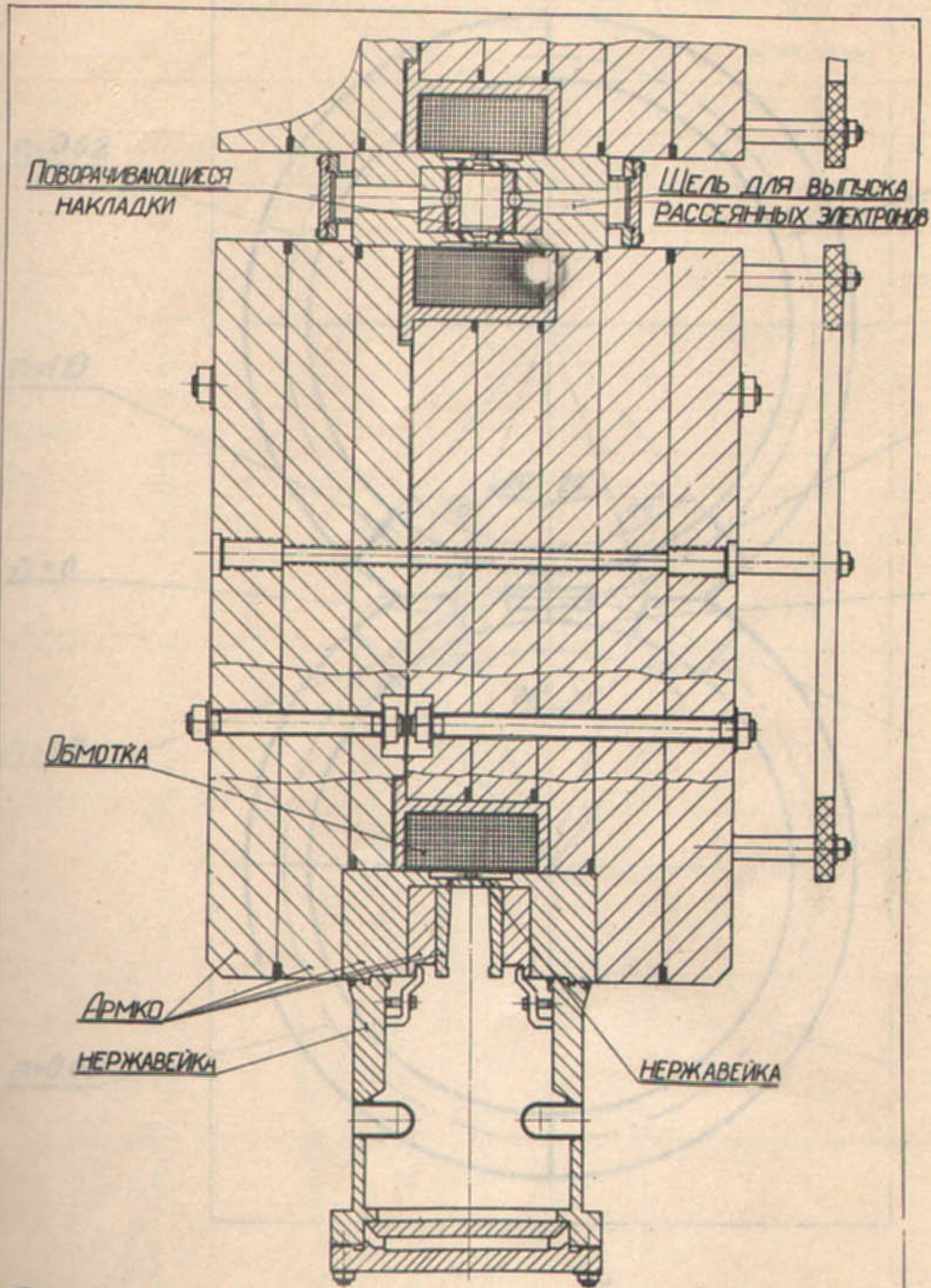


Рис. 3 РАЗРЕЗ КАМЕРЫ И ЭЛЕКТРОМАГНИТА

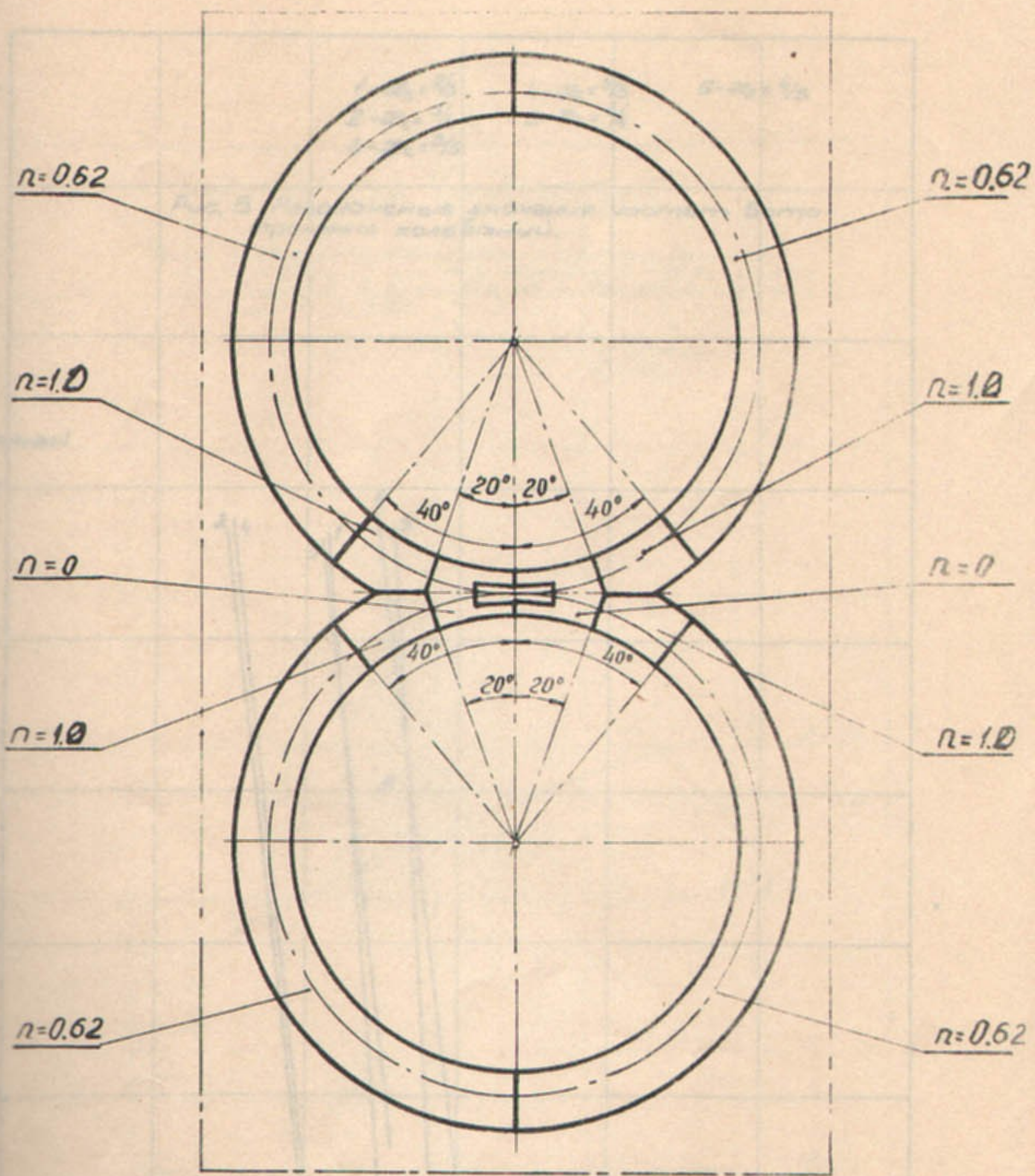


Рис. 4 СХЕМА РАСПРЕДЕЛЕНИЯ „ n “ ПО ОРБИТЕ ПУЧКА

$$1 - \alpha_z = 2/3$$

$$2 - \alpha_z = 3/4$$

$$3 - \alpha_z = 3/5$$

$$4 - \alpha_z = 2/3$$

$$5 - \alpha_z = 3/4$$

$$6 - \alpha_z = 4/5$$

Рис. 5 Резонансные значения частот Бета-тронных колебаний.

ν_2 (кромельсах)

1,4

1,2

1,0

0,8

0,6

0,4

0

0,2

0,4

0,6

0,8

1,0

ν_3 (основной азимут)

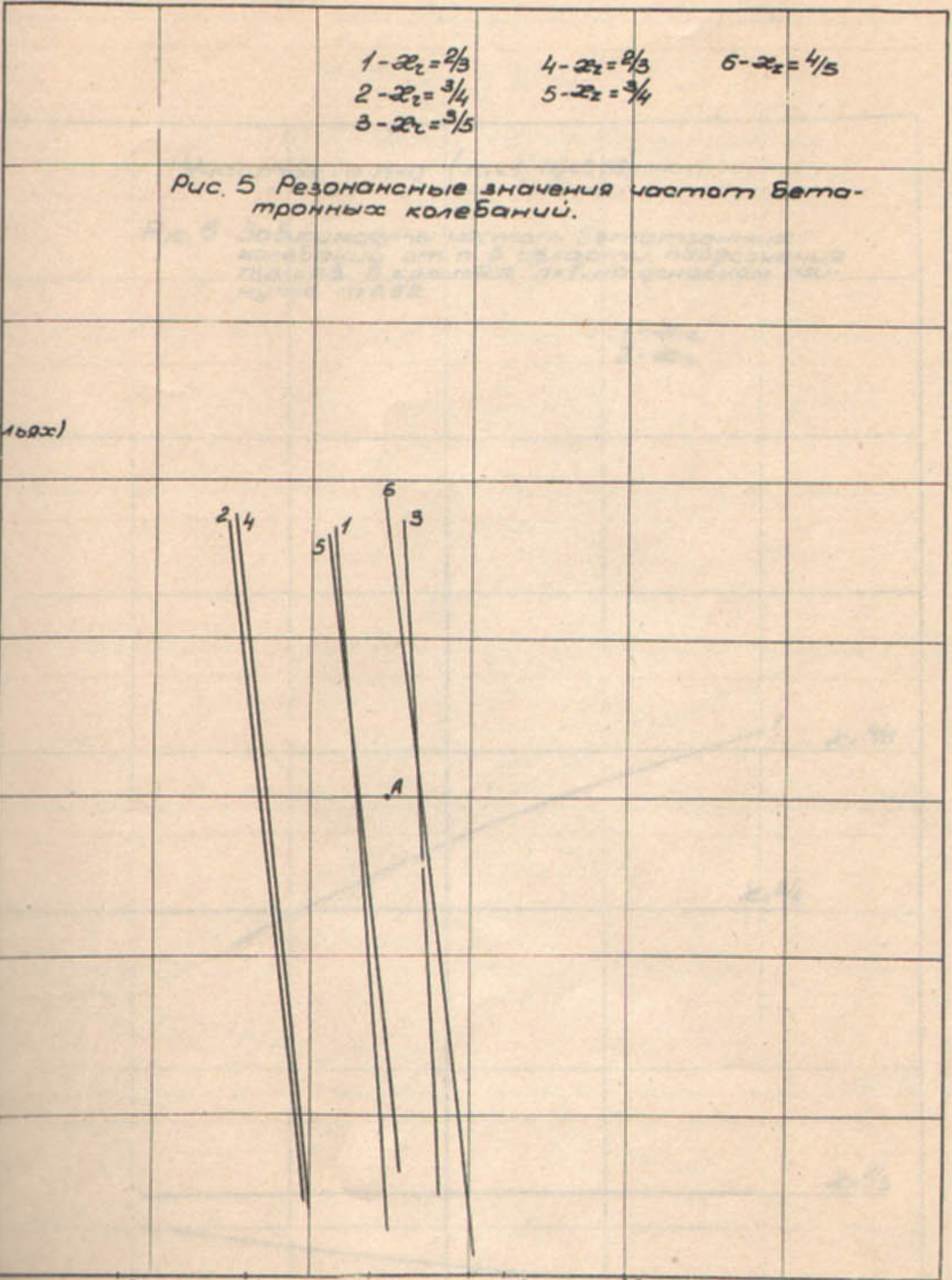
2, 4

5, 1

A

6

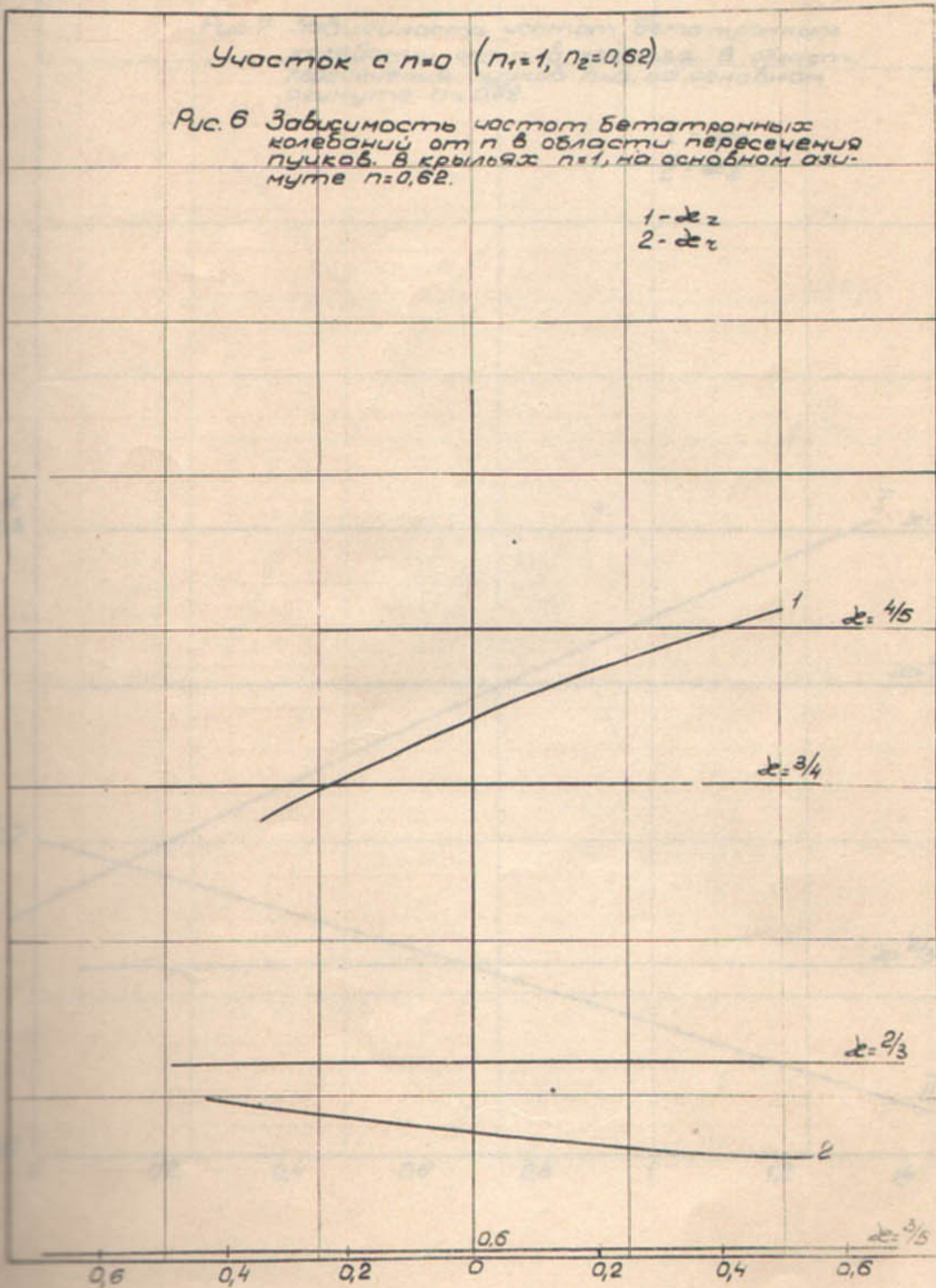
3



Участок с $n=0$ ($n_1=1, n_2=0,62$)

Рис. 6 Зависимость частот бетатронных колебаний от n в области пересечения пучков. В крыльях $n=1$, на основном азимуте $n=0,62$.

1 - ω_z
2 - ω_r



Участок с $n=1$.

Рис. 7 Зависимость частот бетатронных колебаний от n в крыльях. В области пересечения пучков $n=0$, на основном азимуте $n=0,02$.

$\bar{I} - \alpha_2$
 $\bar{II} - \alpha_2$

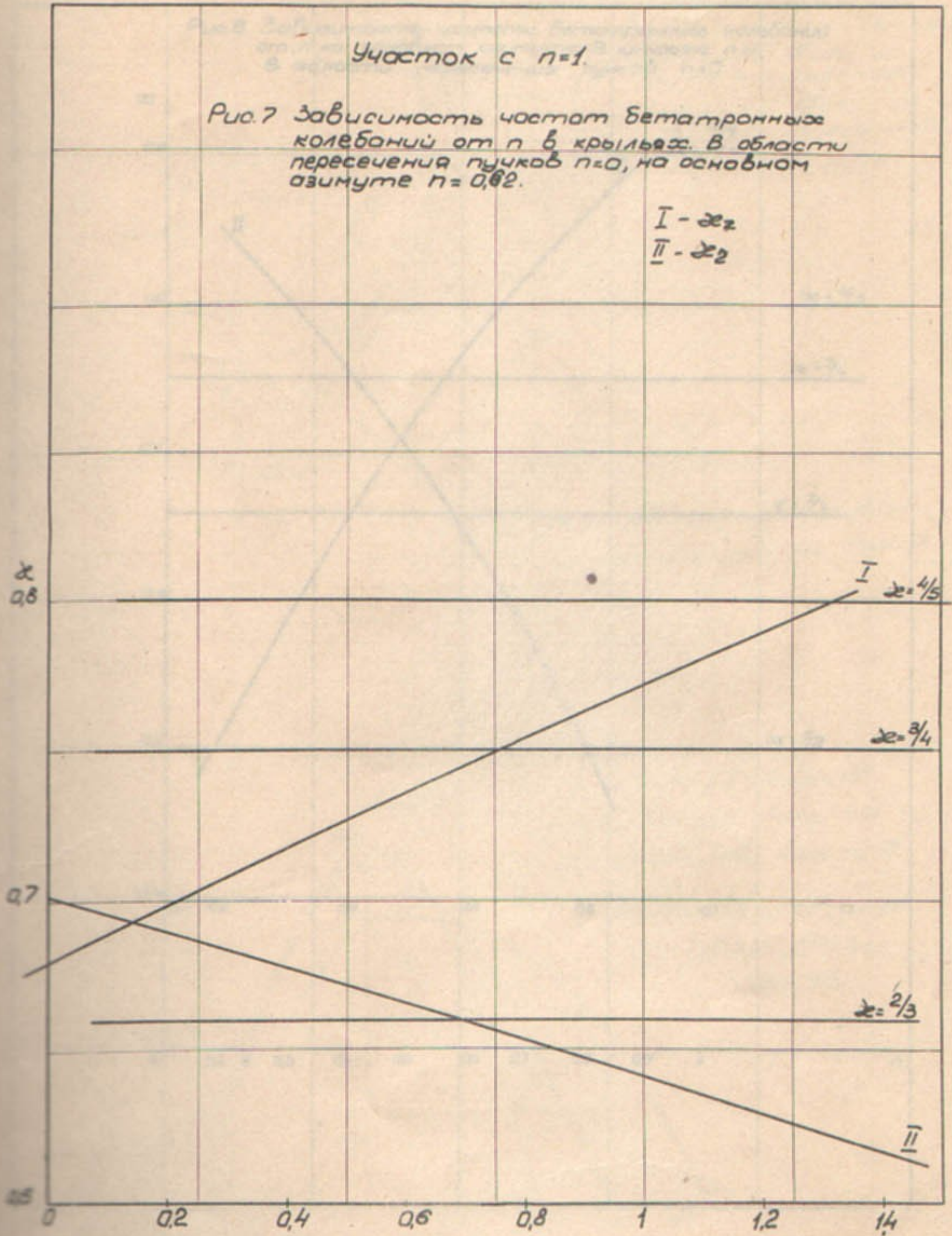


Рис.8 Зависимость частоты бетатронных колебаний от n на основном азимуте. В крыльях $n=1$. В области пересечения пучков $n=0$

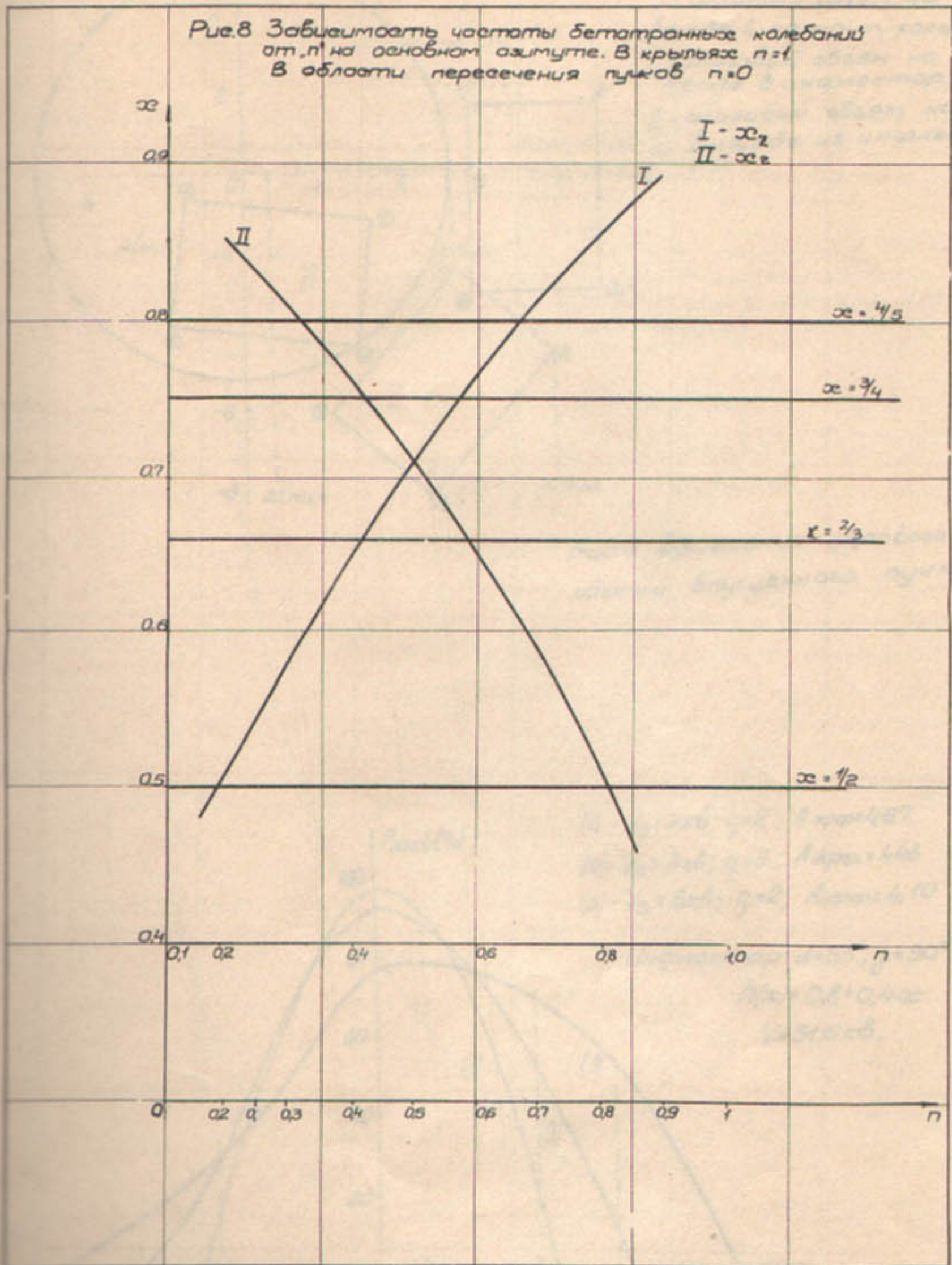


Рис. 10 Вероятность захвата частиц в абдукции от их энергии при различных напряжениях на резонаторе

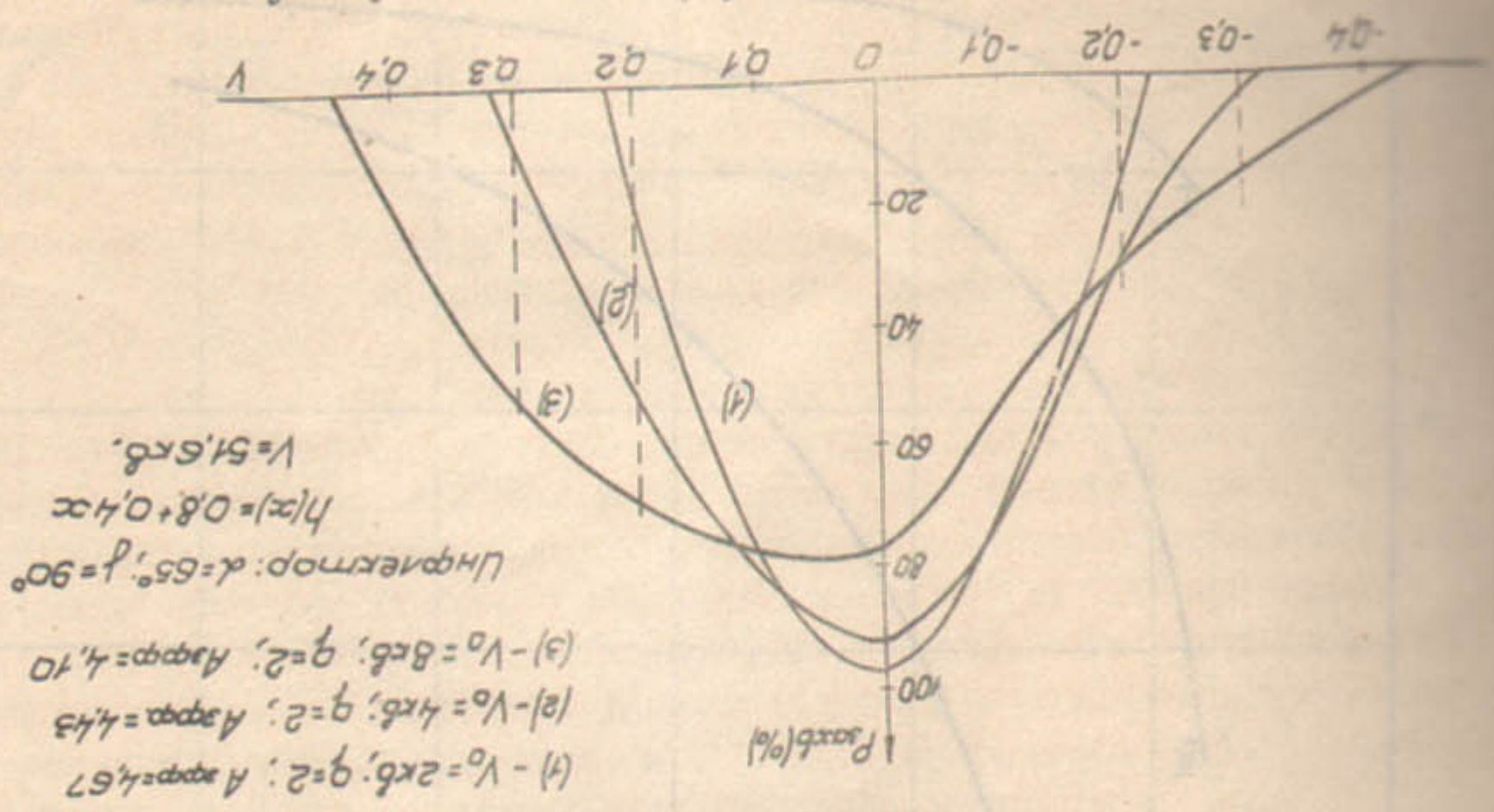
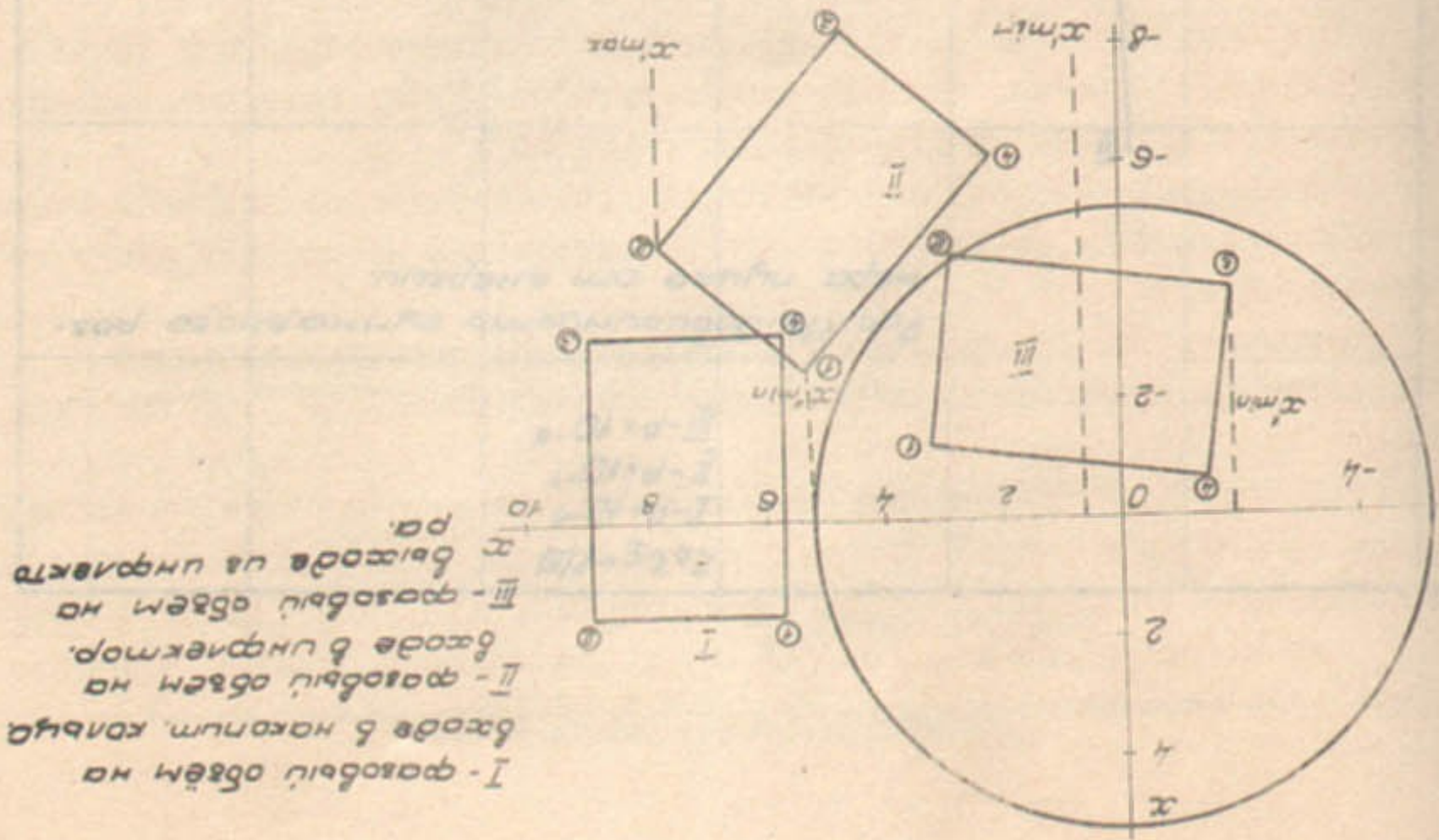
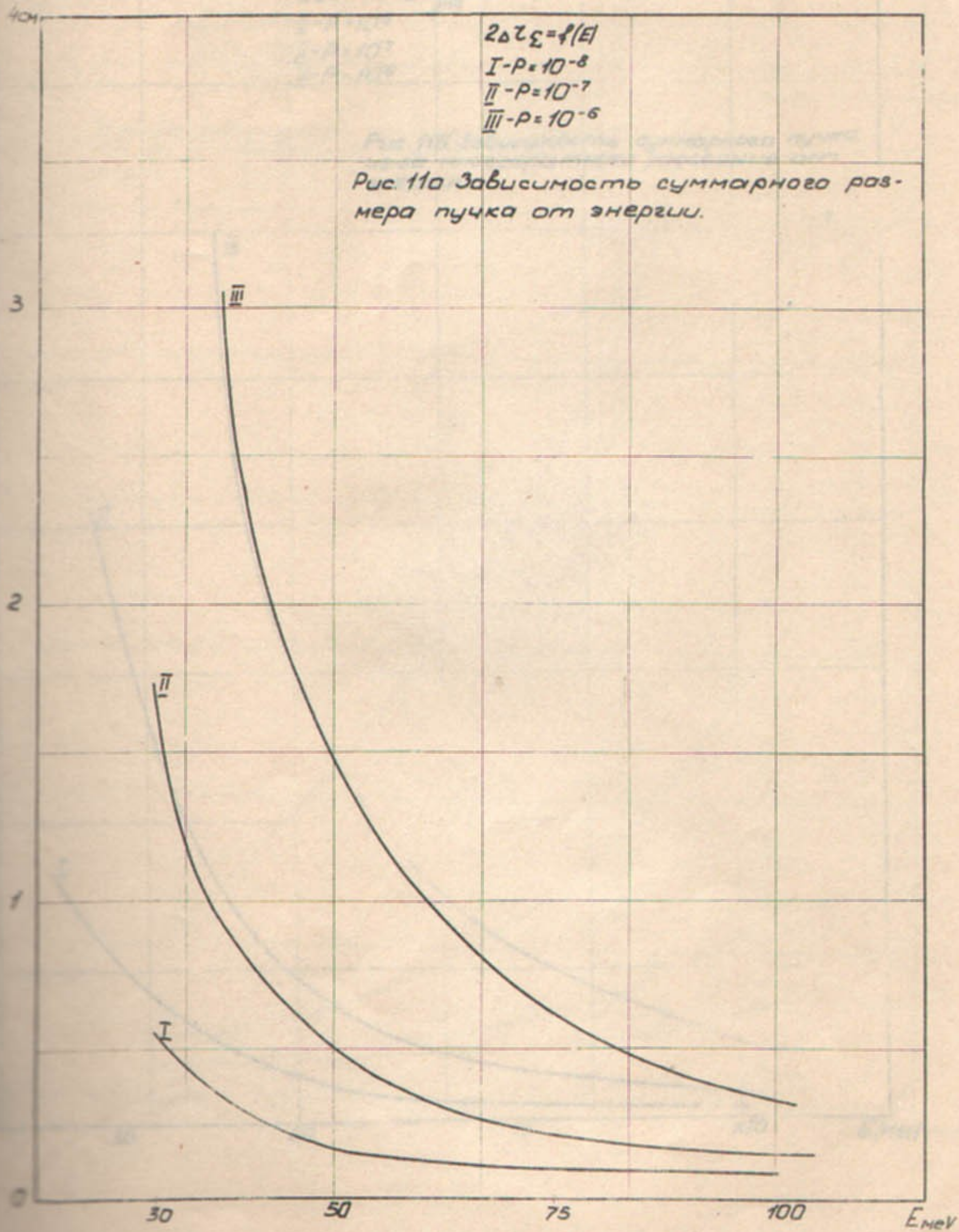


Рис. 9 Двухлучевая фазовая диаграмма



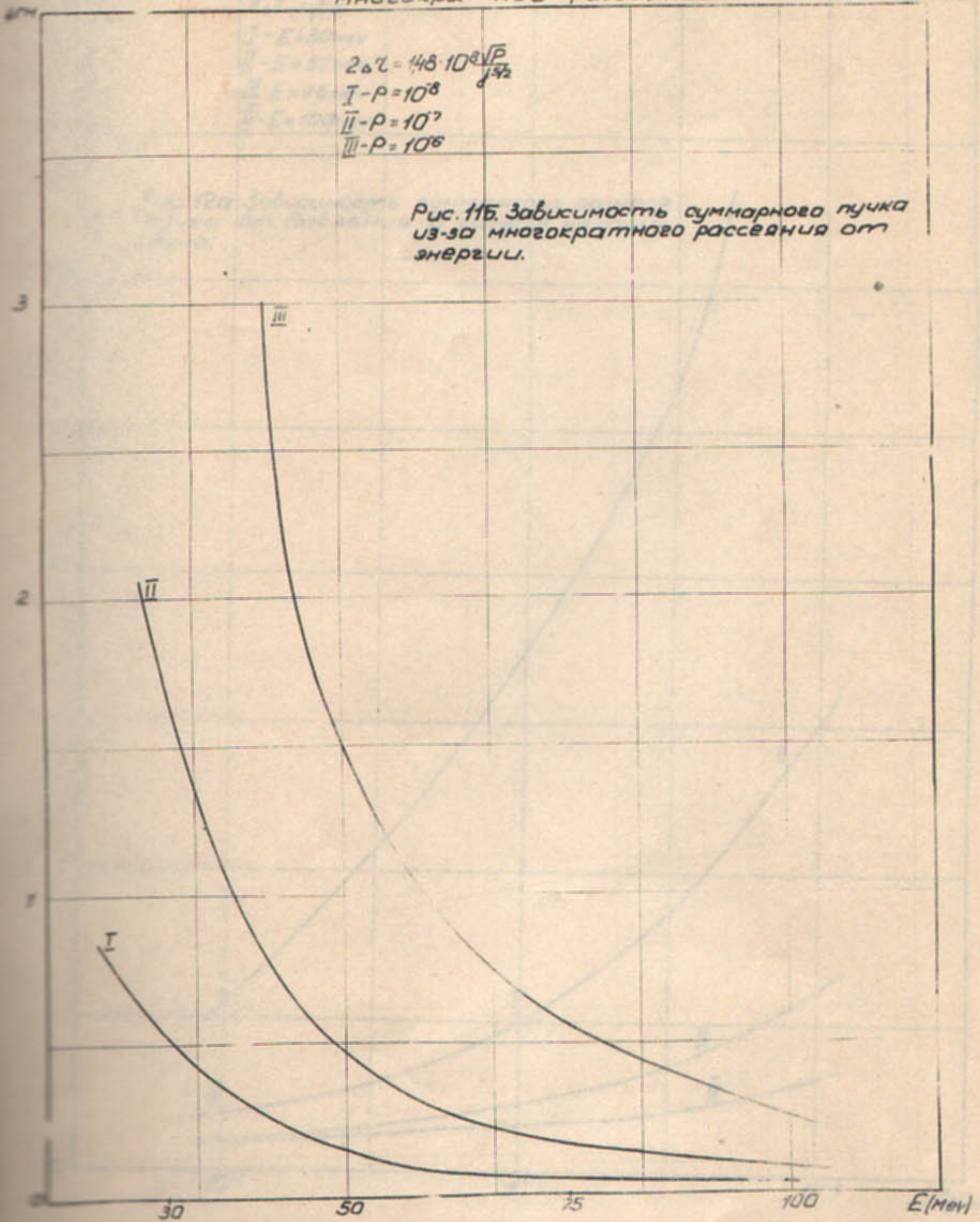


Многократное рассеяние

$$2\Delta z = 148 \cdot 10^8 \frac{\sqrt{P}}{d^{3/2}}$$

I - $\rho = 10^8$
II - $\rho = 10^7$
III - $\rho = 10^6$

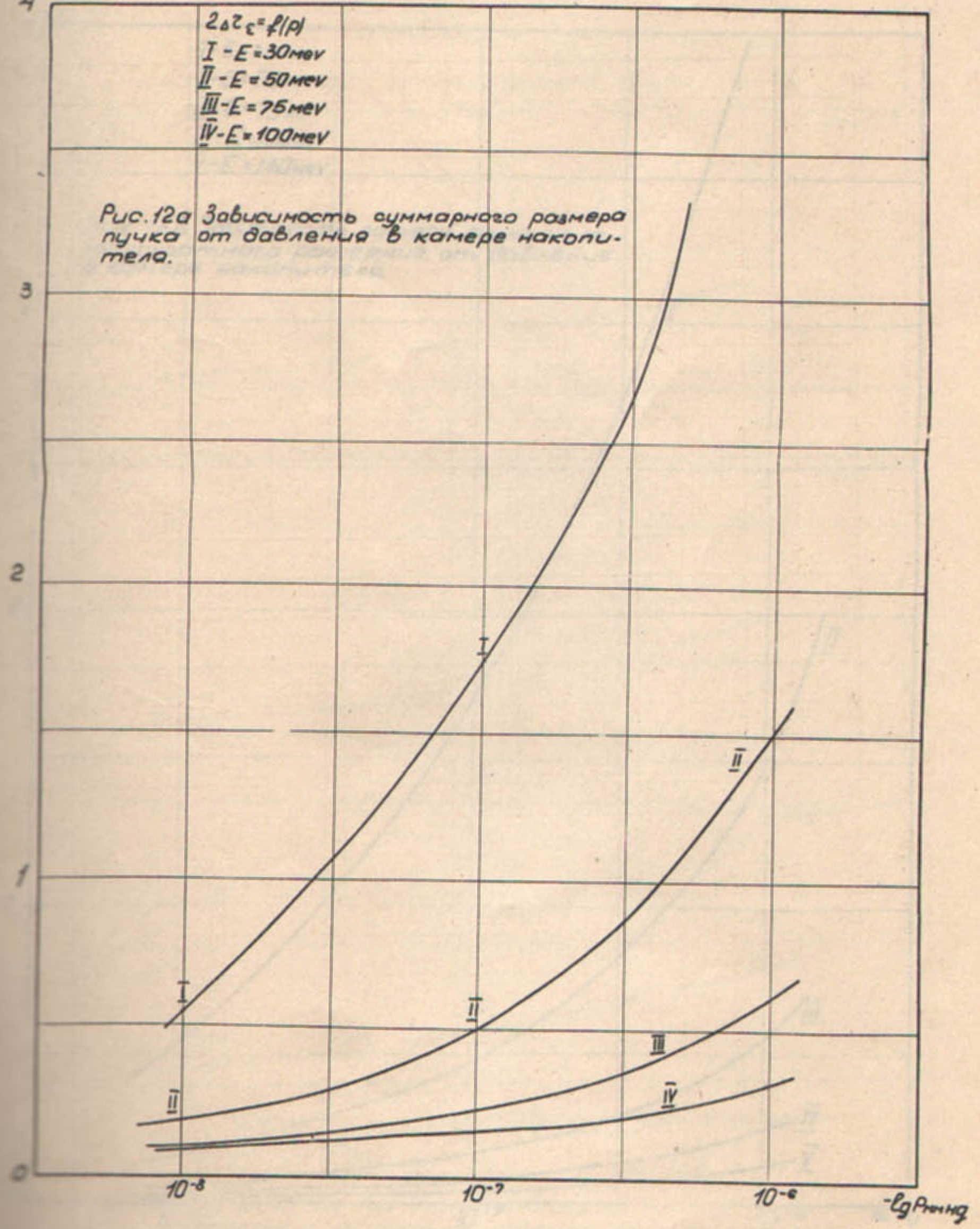
Рис. 11б. Зависимость суммарного пучка из-за многократного рассеяния от энергии.

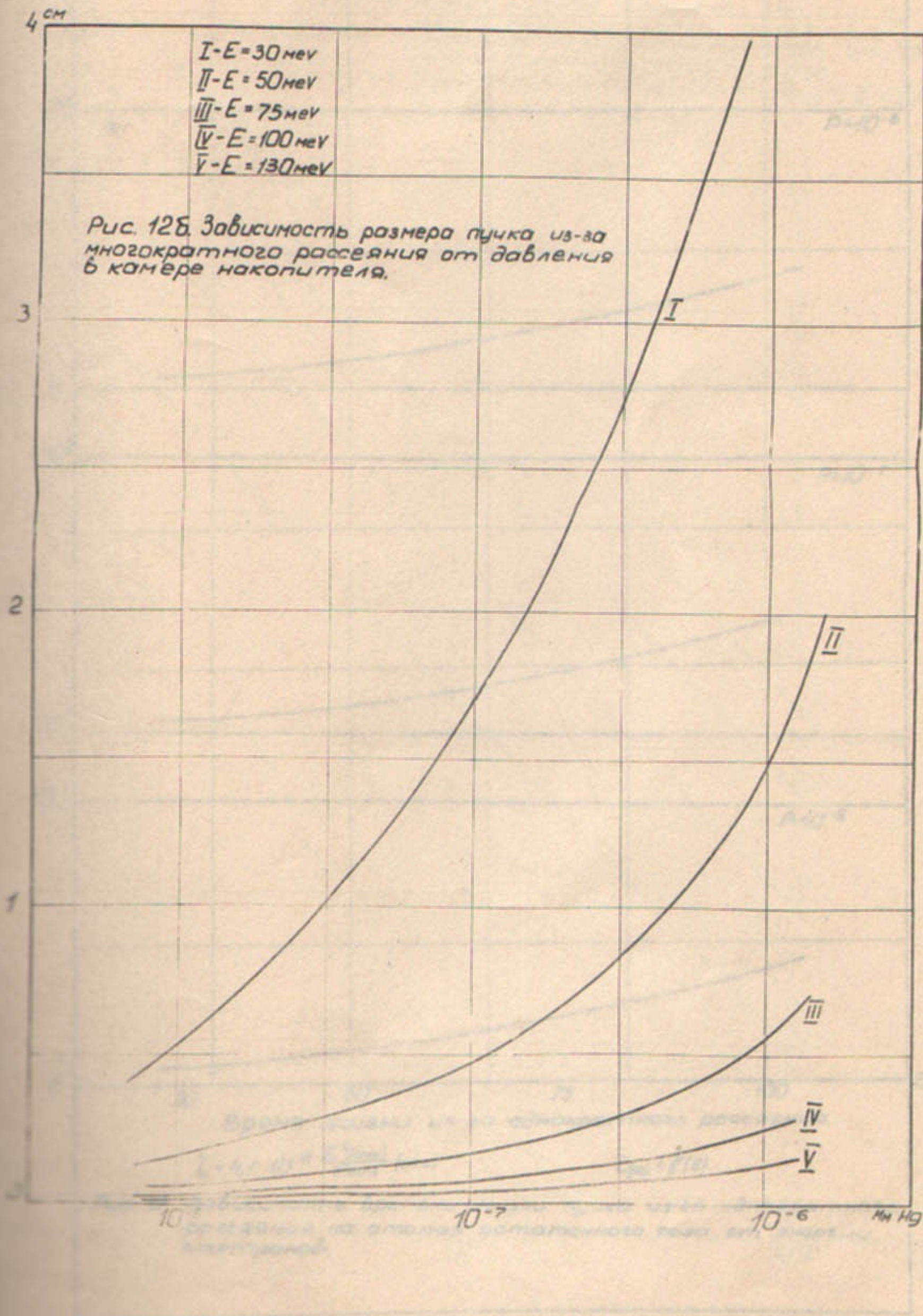


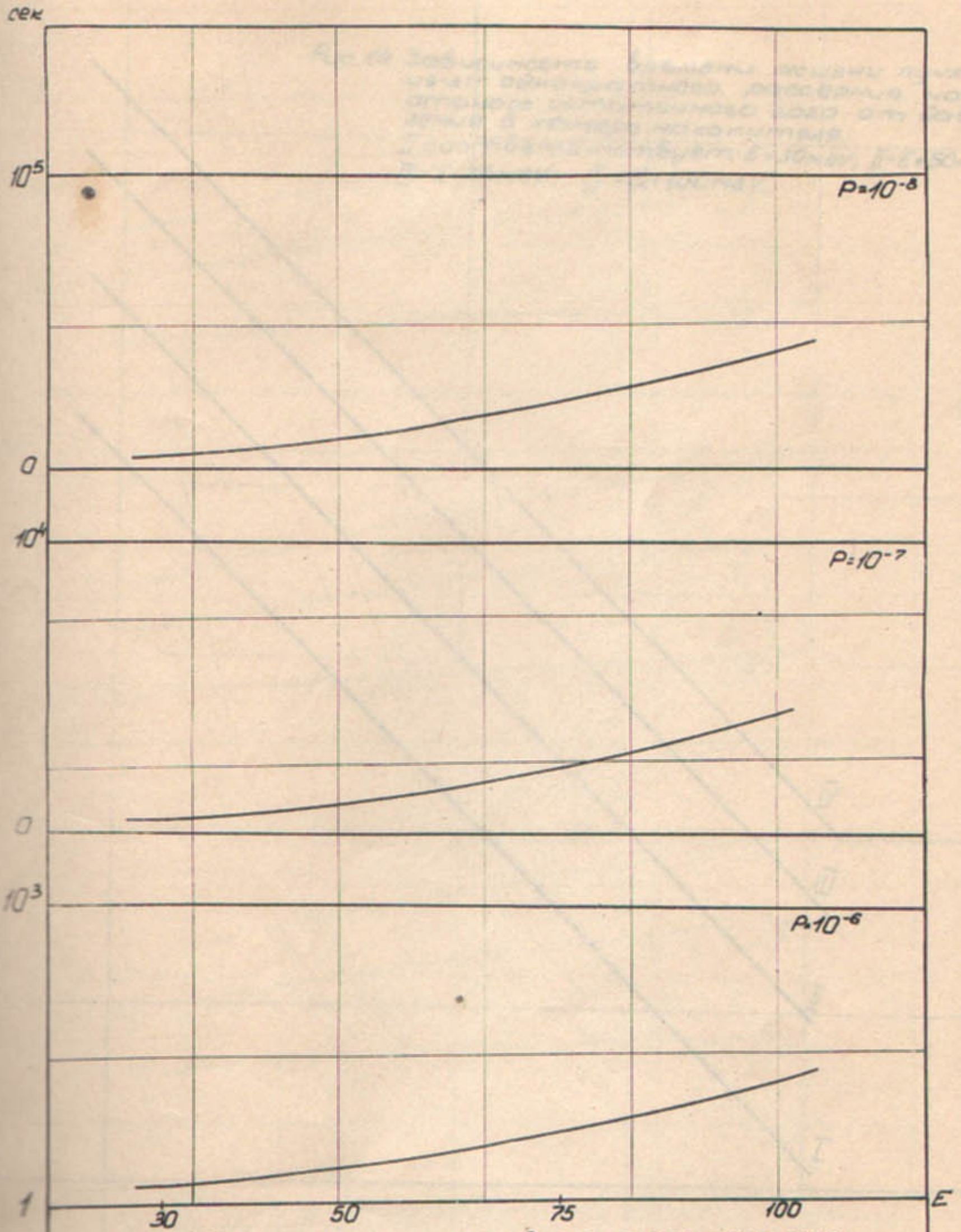
4 см

$2\Delta z_c = f(p)$
I - E = 30 MeV
II - E = 50 MeV
III - E = 75 MeV
IV - E = 100 MeV

Рис. 12а Зависимость суммарного размера пучка от давления в камере накопителя.







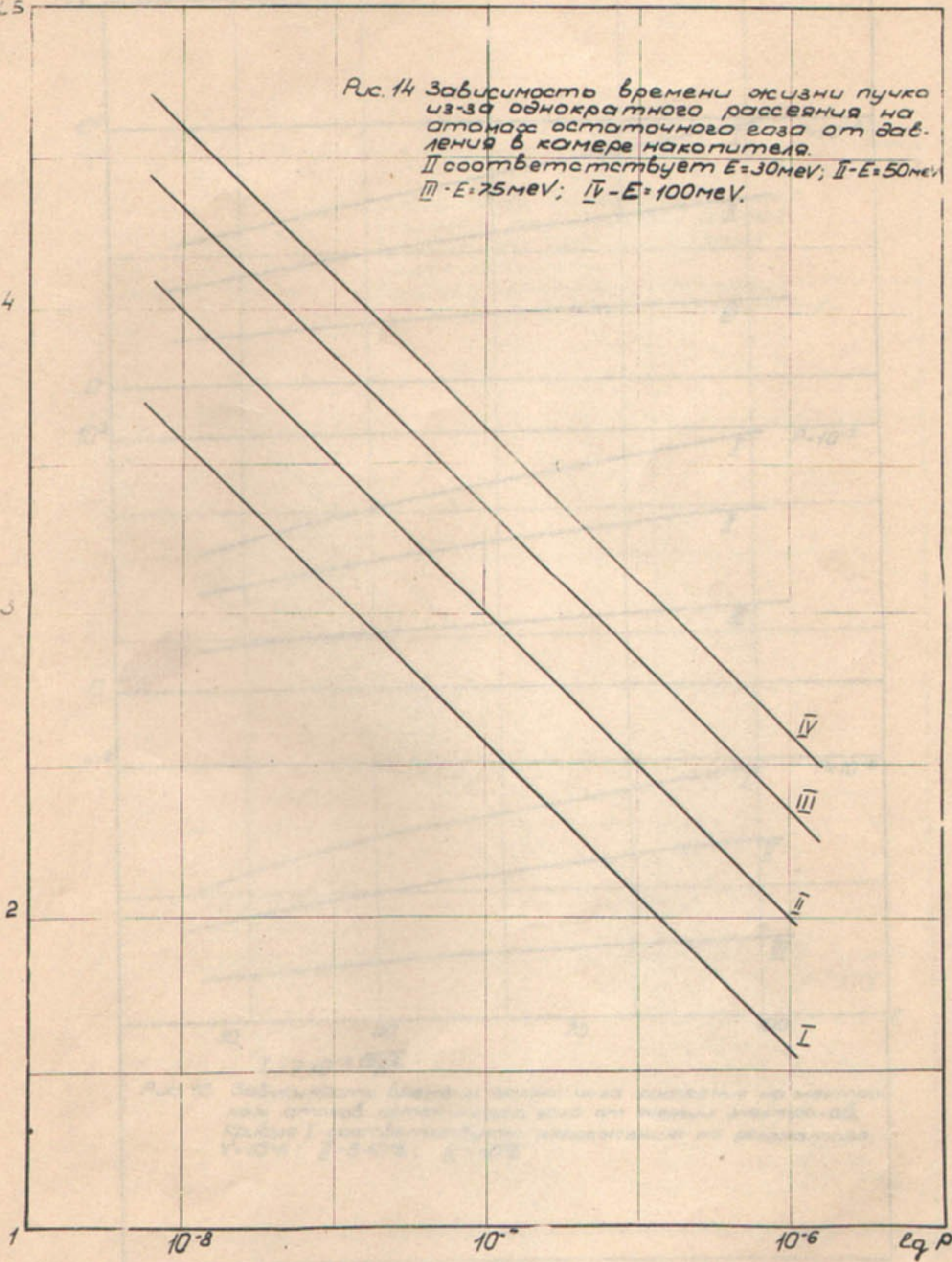
Время жизни из-за однократного рассеяния.

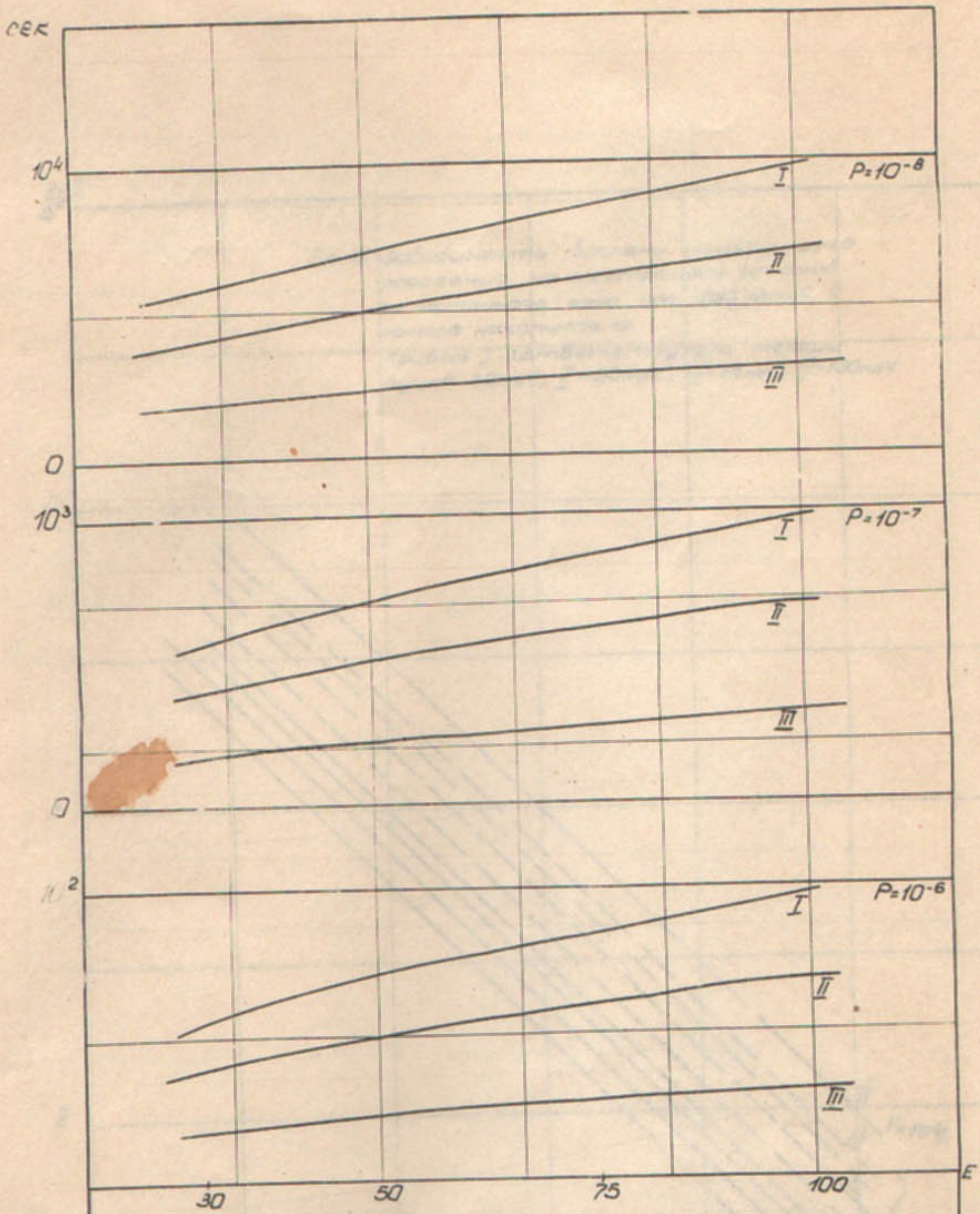
$$\tau = 4,1 \cdot 10^{-8} \frac{E^2 (\text{MeV})}{P_{\text{нм}}} (\text{сек})$$

$$\tau_{(10)} = f(E)$$

Рис. 13 Зависимость времени жизни пучка из-за однократного рассеяния на атомах остаточного газа от энергии электронов.

Рис. 14 Зависимость времени жизни пучка
из-за однократного рассеяния на
атомах остаточного газа от дав-
ления в камере накопителя.
I соответствует $E=30\text{ мев}$; II - $E=50\text{ мев}$
III - $E=75\text{ мев}$; IV - $E=100\text{ мев}$.





$$\tau = 7 \cdot 10^{-8} \sqrt{\frac{V \cdot E}{P}}$$

Рис. 15 Зависимость времени жизни из-за рассеяния на электро-
нах атомов остаточного газа от энергии электронов.
Кривые I соответствуют напряжению на резонаторе
 $V = 10^4$ В; II - $5 \cdot 10^3$ В; III - 10^3 В.

$\lg \tau$
5

Рис. 16 Зависимость времени жизни из-за
рассеяния на электронах атомов
остаточного газа от давления в
камере накопителя.

Кривые I - соответств. от энергии
лучка 30 мев; II - 50 мев; III - 75 мев; IV - 100 мев.

4

3

2

1

10^{-8}

10^{-7}

10^{-6}

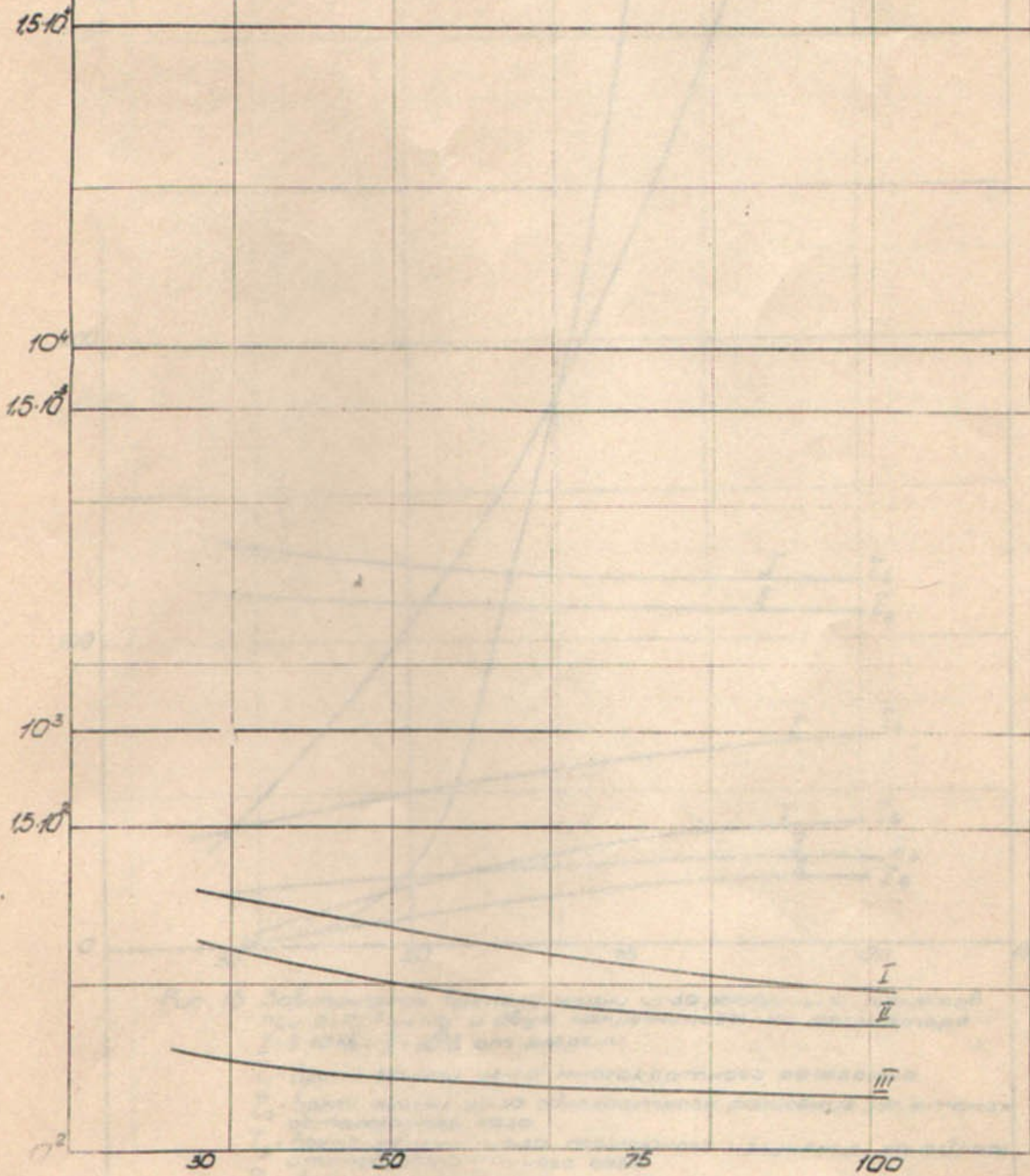
$-\lg p$

IV
V = 10^4 В

III
II
I } V = 10^3 В

IV
III
II
I } V = 10^2 В

Рис. 17 Зависимость времени жизни пучка из-за тормозного излучения на ядрах атомов остаточного газа от энергии пучка. Давление в камере $P = 10^{-6}$ мм Нг. Кривая I - соответствует напряжению на резонаторе $V = 10^5$; II - $5 \cdot 10^5$; III - 10^6 .



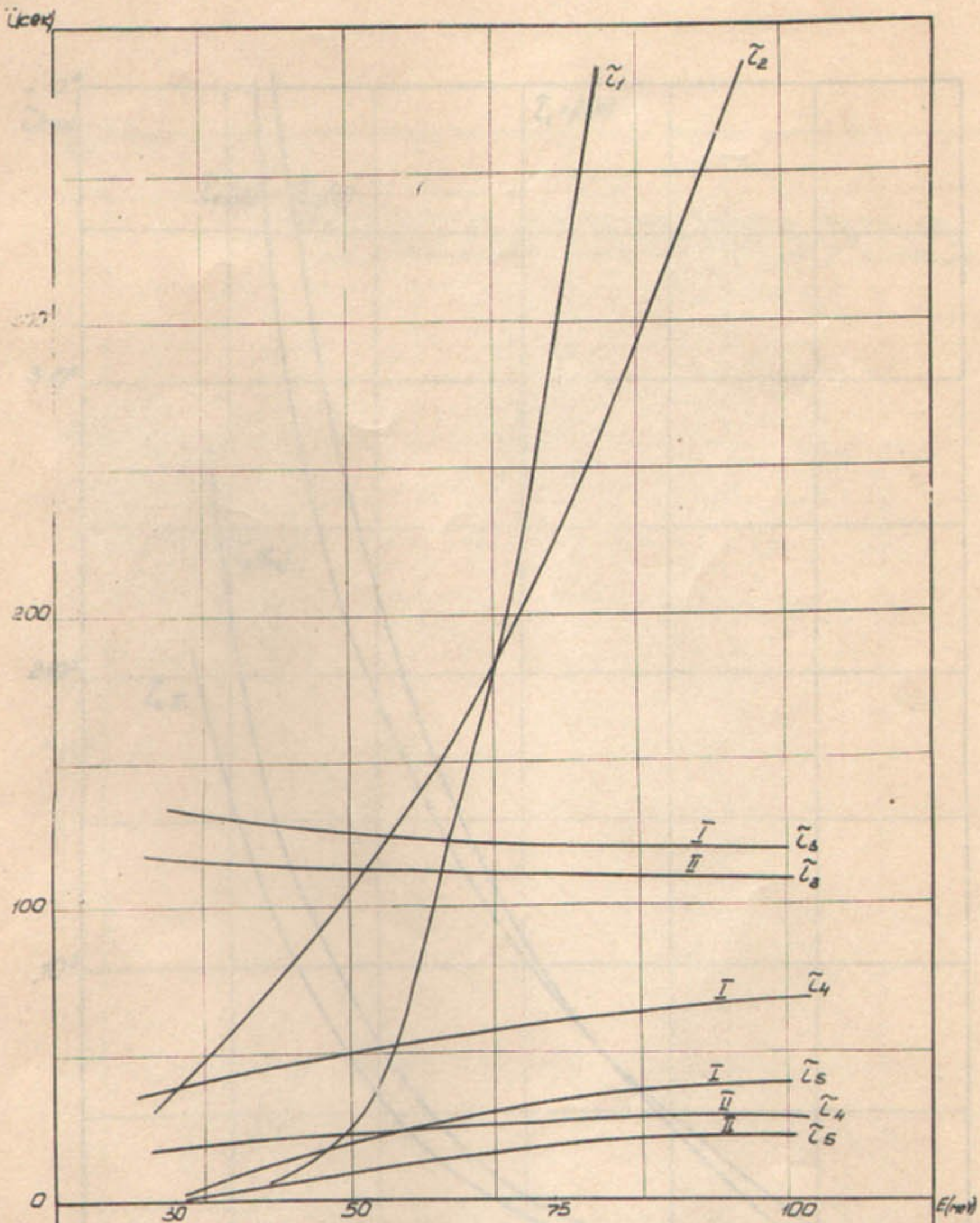


Рис. 18 Зависимость времени жизни из-за различных процессов при $p = 10^{-6}$ мм Нг и двух напряжениях на резонаторе I - $5 \cdot 10^6$ В; II - 10^6 В от энергии.

τ_1 - время жизни из-за многократного рассеяния.

τ_2 - время жизни из-за однократного рассеяния на атомах остаточного газа.

τ_3 - время жизни из-за тормозного излучения на ядрах атомов остаточного газа.

τ_4 - время жизни из-за рассеяние на электронах атомов остаточного газа.

τ_5 - суммарное время жизни

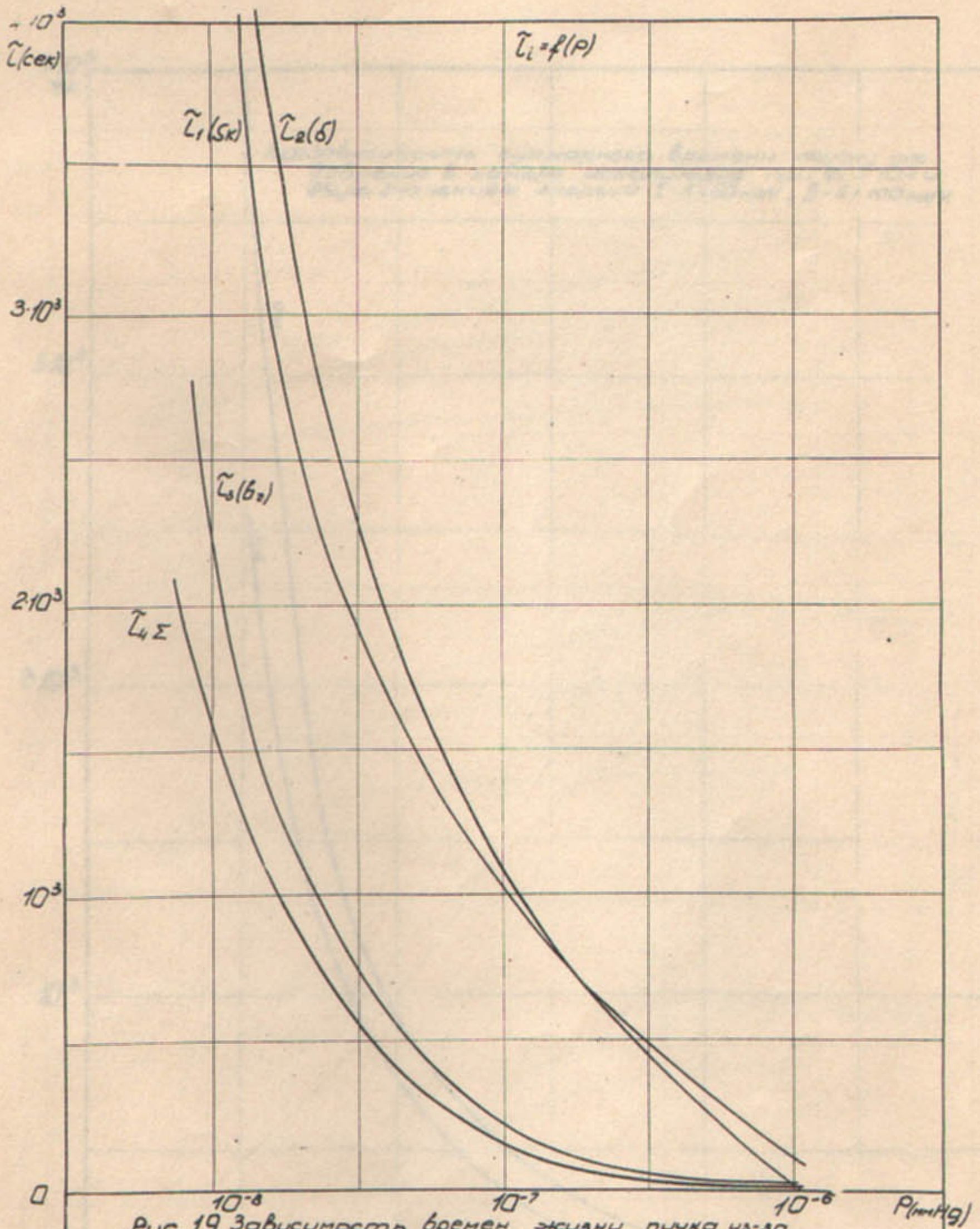
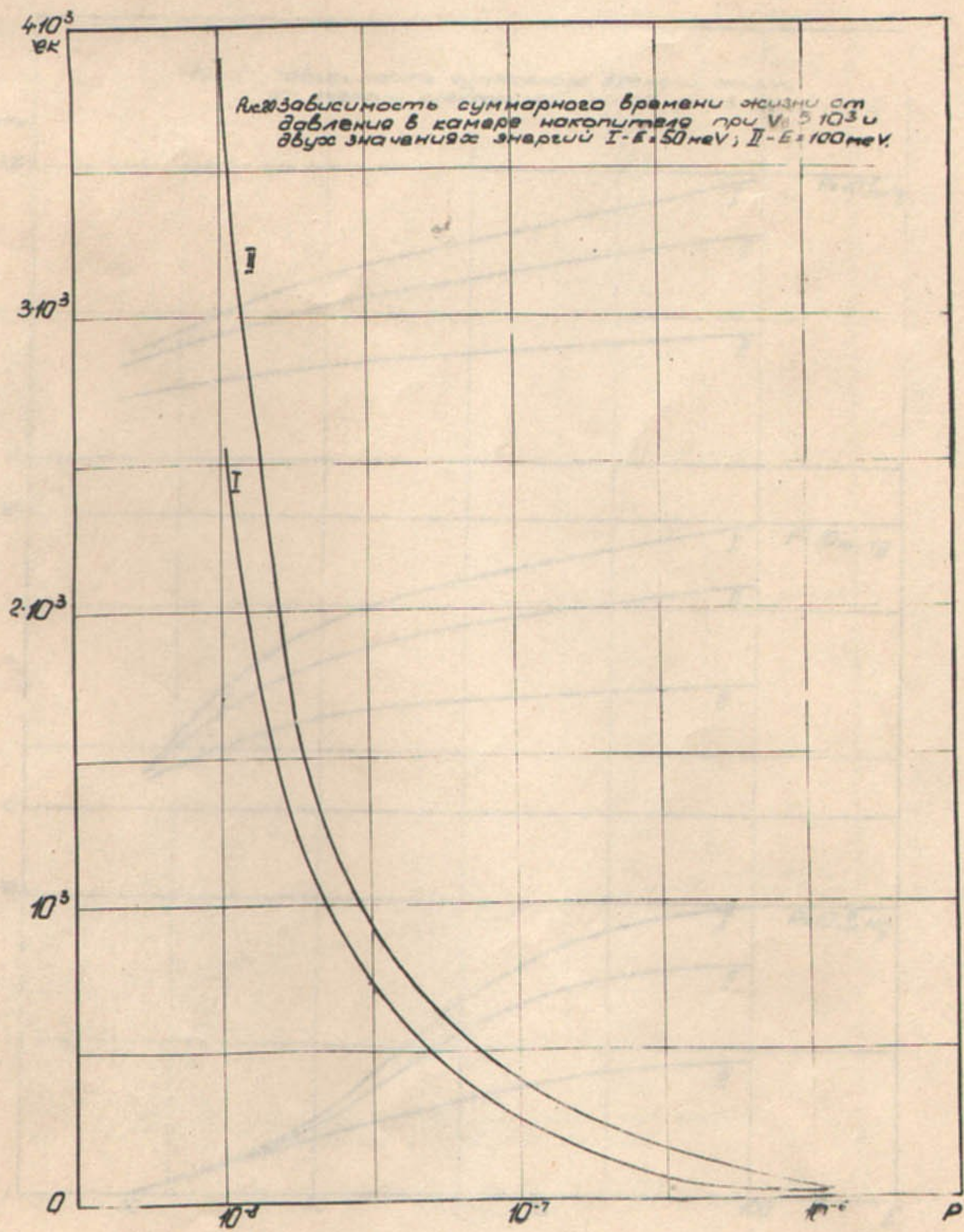


РИС. 19 Зависимость времен жизни пучка из-за различных процессов от давления в камере накопителя при $E=50 \text{ мэВ}$ и $V=10^3 \text{ в}$.
 $\tilde{\tau}_1$ - время жизни из-за однократного рассеяния на атомах остаточного газа.
 $\tilde{\tau}_2$ - время жизни из-за рассеяния на электронах атомов остаточного газа.
 $\tilde{\tau}_3$ - время жизни из-за тормозного излучения на ядрах атомов остаточного газа.
 $\tilde{\tau}_4$ - суммарное время жизни..



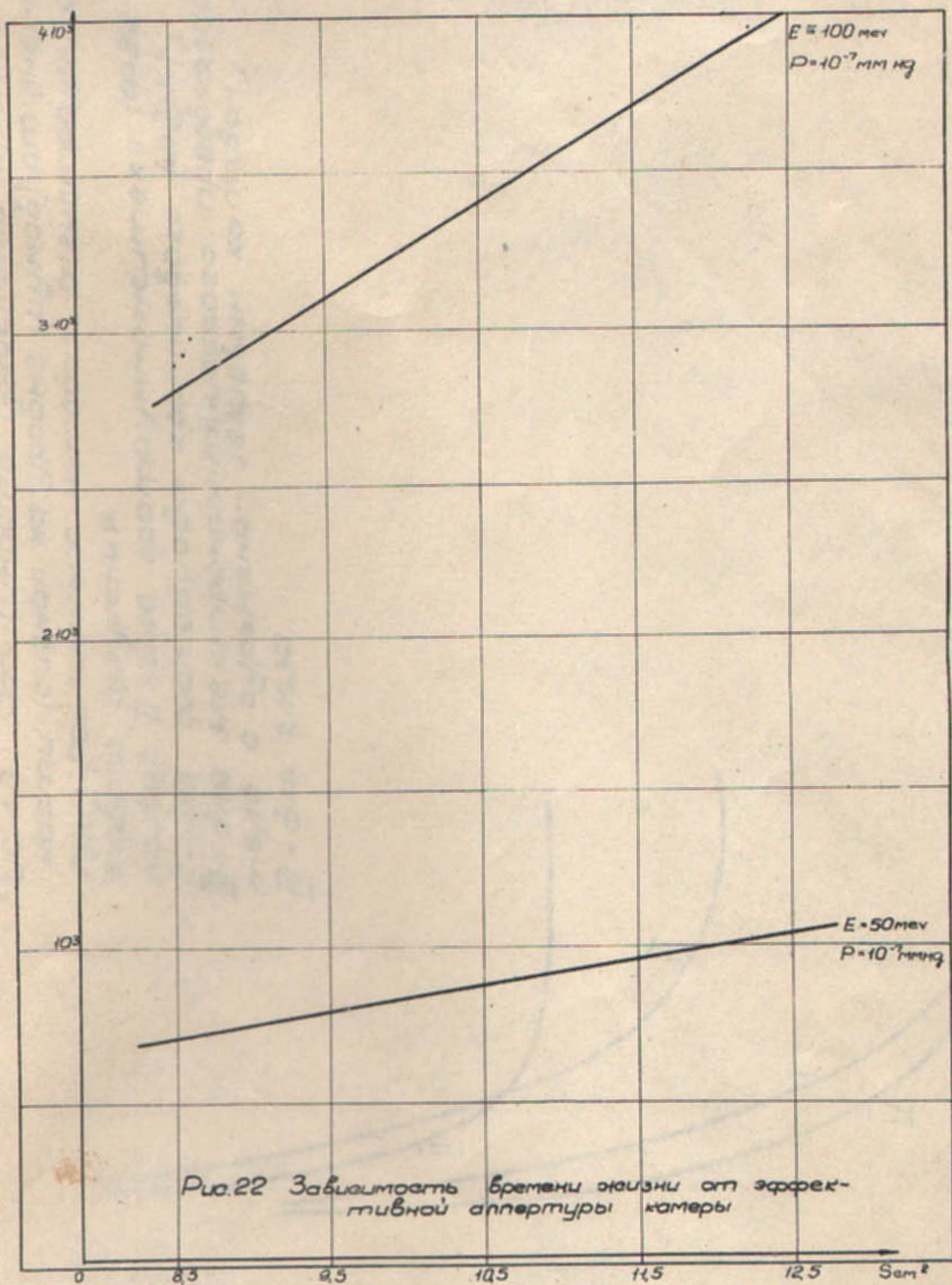


Рис. 23 Зависимость предельной чувствительности (сигнал на уровне шумов) от энергии при различных методах регистрации света разного излучения.
 Кривая I - для фотоумножителя (ФЭУ-33);
 II - для фотодиода кремниевого (ФДК);
 III - для электрооптического преобразователя с сурьмяно-цезиевым катодом;
 IV - для глаза.

