

С 344.1Н

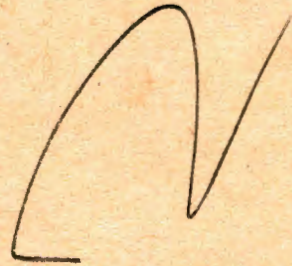
К-63

Б2-2815

Комаров В.И.

+

Б2-2815

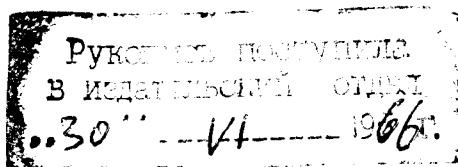


Лаборатория ядерных проблем ОИЯИ

В.И.Комаров, О.В.Савченкс, Л.М.Сороко

Б2-2815

ИССЛЕДОВАНИЕ ПАРАМЕТРОВ ТЕНЕВОГО ПРИБОРА ИАБ-451 С ЦЕЛЬЮ
ВЫЯСНЕНИЯ ВОЗМОЖНОСТИ ЕГО ИСПОЛЬЗОВАНИЯ ДЛЯ РЕГИСТРАЦИИ
ТРЕКОВ БЫСТРЫХ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ



г.Дубна, июнь 1966 года

I. В в е д е н и е.

Получение максимальной информации о свойствах элементарных частиц требует разработки новых, более эффективных трековых детекторов, обладающих высокой геометрической и временной разрешающей способностью.

Один из возможных способов такого детектирования состоит в регистрации света, рассеянного на оптических неоднородностях, образующихся в газе или жидкости при определенных условиях под действием начальной ионизации быстрой заряженной частицы. До сих пор в литературе описан только эксперимент Ю.Л.Соколова⁽¹⁾, которому удалось зарегистрировать в смеси паров спирта и воды следы α -частиц от радиоактивного источника. После того, как это удалось осуществить в газе, возникает естественный вопрос о том, нельзя ли аналогичным образом зарегистрировать след частицы в жидкости или в твердом теле. Важность последствий удачного решения этого вопроса очевидна для всех, так как позволило бы создать управляемую безинерционную трековую камеру.

Изменение показателя преломления среды, вызываемое ионизацией регистрируемой частицы, а также соответствующие эффективные сечения рассеяния света на этих неоднородностях оказываются весьма малыми величинами. Поэтому, можно утверждать, что единственным методом регистрации возникающих таким образом малых потоков рассеянного света может оказаться метод темного поля Фуко-Теплера.

Помимо требований высокой чувствительности, то есть, способности прибора регистрировать свет, рассеянный на весьма малые углы, составляющие около одной угловой минуты, возникает также весьма жесткое требование к уровню фона, обусловленного рассеянием света в

самой оптической системе теневого прибора. Если первое требование удовлетворяется в приборах с большим фокусным расстоянием и малой шириной щели, то выполнение второго требования зависит от качества и числа оптических деталей, линз или зеркал, стоящих в приборе на пути луча, а также от величины апертурных углов, под которыми различные оптические детали прибора видят его выходную диафрагму.

Теневой прибор ИАБ-45I, выпускаемый серийно отечественной промышленностью, имеет фокусное расстояние $f = 191,7$ см, содержит минимальное количество зеркал и линз, расположенных в основном световом пучке, и по остальным параметрам подходит для поставленной задачи лучше, чем другие модели теневых приборов.

2. Контрастность изображения.

При регистрации трека частицы рабочий объем трековой камеры освещается параллельным световым пучком. Контрастность изображения P определяется как отношение освещенности, создаваемой изображением трека, к освещенности поля зрения рабочего объема.

Если удовлетворяется условие

$$\frac{\Delta n}{n} \ll \frac{1}{ka}, \quad (1)$$

где n - коэффициент преломления среды, Δn - изменение коэффициента преломления неоднородности трека, k - волновой вектор, a - характеристический размер неоднородности, - то угловое распределение рассеянного света определяется выражением⁽²⁾

$$\Delta I(\theta, \varphi, r) = I_0 \frac{1 + \cos^2 \theta}{2} \cdot \frac{k^4 V^2}{r^2} \left(\frac{\Delta n}{2\pi n} \right)^2 |R(\theta, \varphi)|^2, \quad (2)$$

характерным для Рэлей-Гановского рассеяния. Здесь I_0 и ΔI - интенсивность основного и рассеянного потока света, θ - угол рассеяния света, r - расстояние между областью рассеяния и точкой наблюдения

V - объем рассеивающей неоднородности, $R(\theta, \varphi)$ - угловая функция, зависящая от формы области. Так как условие (I) выполняется во всех интересующих нас случаях, то можно показать, что при некотором положении ножа относительно центра изображения щели, контрастность изображения трека имеет вид

$$P = \frac{\alpha}{\gamma \lambda^2} C_{sca}, \quad (3)$$

где C_{sca} - сечение рассеяния света, λ - длина волны света в падающем потоке, величина α , равная

$$\alpha(m) = \int_{\Omega(m)} R^2(\theta, \varphi) d\Omega, \quad (3a)$$

зависит от величины телесного угла $\Omega(\bar{m})$, определяемого тем, что рассеянный свет, создающий изображение трека, проходит мимо ножа, а

$$\gamma = \frac{\phi(m)}{\phi_0}$$

- отношение потока света, рассеянного в оптических деталях прибора и проходящего на выход прибора при смещении ножа на величину \bar{m} , к основному потоку света, создаваемого осветителем. Так как величину $\alpha(\bar{m})$ можно вычислить, исходя из известного вида диаграммы рассеяния, то для нахождения контрастности изображения при заданном значении сечения необходимо знать величину $\gamma(\bar{m})$, являющуюся, таким образом, основной характеристикой теневого прибора.

3. Схема измерений.

Измерения величины $\gamma(\bar{m})$ производились с помощью теневого прибора ИАБ-45I (рис. I). В зазоре между коллиматором и наблюдательной трубой прибора ИАБ-45I устанавливалась модель камеры, закрытая двумя бесшвиловыми защитными стеклами. Использовался осветитель с лампой ДРШ-250. У наблюдательной трубы на выходе прибора устанавливался фотоумножитель ФЭУ-29, с помощью которого производились измерения интенсивности потока при различных смещениях ножа \bar{m} .

В этих измерениях световой поток изменялся на несколько порядков, поэтому при больших интенсивностях потока на катод ФЭУ направлялась лишь небольшая часть всего потока, равная около $5 \cdot 10^{-5}$. Это достигалось с помощью отрицательной линзы O_2 и диафрагмы D_3 диаметром около 1 мм; последняя устанавливалась перед катодом ФЭУ. При смещении ножа $m \geq 0,2$ мм весь световой поток фокусировался дополнительным объективом O_3 . Напряжение питания ФЭУ во время каждой серии измерений оставалось постоянным. Результаты различных серий измерений совпадают между собой, что свидетельствует об отсутствии нелинейных искажений, связанных с возможным насыщением тока ФЭУ.

Результаты измерений показаны на рис.2, где по оси абсцисс отложено смещение ножа и соответствующий ему минимальный угол рассеяния, которые связаны соотношением

$$m = f \cdot \theta_{\min} ,$$

а по оси ординат - величина анодного тока ФЭУ в относительных единицах, пропорциональная световому потоку. Значения $\gamma(\bar{m})$ равны отношению величины анодного тока ФЭУ при заданном смещении ножа \bar{m} - к максимальному значению тока.

Следует отметить, что эффект использования выходной диафрагмы в плоскости ножа существенно превышает значение, которое можно ожидать, исходя из полученного углового распределения рассеянного в приборе света. Это связано с тем, что в наблюдательную трубу видны четыре блика значительной интенсивности, вызванных двойным Френелевским отражением от поверхности менисков и защитных стекол камеры. При этом уменьшение угловой апертуры пучка, проходящего через щель T , путем введения в конденсор дополнительной диафрагмы D_1 , не давало существенных изменений величины γ .

На рис.3 показан общий вид поля зрения, полученный на фотопластинке, которая располагалась в плоскости M , соответствующей фокусировке рабочего объема камеры.

Для устранения светового потока, образованного изображением дефектов защитных стекол, преимущественно в виде воздушных пузырьков, была изготовлена "маска": в плоскости M помещалось негативное изображение поля зрения, полученное на фотопластинке, экспонированной в том же месте. Если сфокусируем световой поток, пропущенный через "маску", то получается изображение рабочего объема камеры, не имеющее резко выраженных дефектов. Измерения с "маской" показали, что поток света, образующий изображение пузырей в стекле, примерно равен потоку света, создающему в поле зрения общий рассеянный фон.

Для того, чтобы выяснить причину возникновения этого фона, были сделаны два измерения: с защитными стеклами и без них (рис.4). Из этих результатов видно, что рассеяние в защитных стеклах составляет около 30% общего фона при наличии "маски". Поскольку эффективные апертурные углы для света, рассеянного на диагональных зеркалах, по крайней мере на один порядок превышают соответствующие углы для защитных стекол, то отсюда можно сделать вывод о том, что для получения более низкого уровня фона рассеянного света необходимо применять такие конструкции теневого прибора, которые имеют минимальное количество деталей оптической системы.

4. Предельное сечение рассеяния света, регистрируемое прибором ИАБ-45I.

Оценим теперь минимальное сечение рассеяния света, при котором можно наблюдать трек частицы с помощью прибора ИАБ-45I. Для этого положим в формуле (3) $P = I$, и оценим остальные величины. Значения

$\alpha(m)$ можно вычислить для конкретного вида рассеивающей области в виде шара радиусом 1 мм. Изменение формы рассеивающей области не влияет на результат существенным образом. Величина $\alpha(m)$, приведенная на рис.5, была вычислена по формуле

$$\alpha(m) = \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \int_{\frac{mf}{\cos\varphi}}^{\pi} R^2(\theta, \varphi) \sin\theta d\theta d\varphi,$$

где

$$R(\theta, \varphi) = \left(\frac{9\pi}{4u^3}\right)^{1/2} J_{3/2}(u), \quad u = 2ka \sin\frac{\theta}{2}.$$

Используя приведенное на рис.2 значение $\gamma = 5 \cdot 10^{-5}$, соответствующее смещению ножа $\bar{m} = 0,2$ мм, и найдя $\alpha = 6 \cdot 10^{-8}$, получаем

$$(C_{sca})_{min} = \frac{5 \cdot 10^{-5} \cdot 25 \cdot 10^{-10}}{6 \cdot 10^{-8}} \approx 2 \cdot 10^{-6} \text{ см}^2$$

Поскольку наиболее оптимистические оценки сечения рассеяния света на длине в 1 см трека релятивистской частицы в жидкости приводят к значению около 10^{-8} см^2 , то отсюда следует, что релятивистский трек невозможно наблюдать с помощью теневого прибора ИАБ-45I.

5. Направление дальнейших исследований.

Дальнейшие изыскания путей усовершенствования теневого метода регистрации излучений должны проводиться в двух направлениях.

Первое из них заключается в создании более совершенного теневого прибора, обладающего существенно меньшим уровнем рассеянного света. Для этого необходимо существенно уменьшить количество оптических деталей между щелью и ножом, а также удалить из стекла воздушные пузыри и другие примеси. Чтобы конкретно решить этот вопрос, необходимо изучить характеристики рассеяния света на малые углы в чистых бесцветных стеклах и на поверхности зеркал с тем, чтобы сформулировать технические требования, выполнение которых обеспечит существенное уменьшение интенсивности рассеянного света.

Другое направление заключается в поисках эффективных механизмов усиления оптических неоднородностей, создаваемых проходящей заряженной частицы. При этом здесь допустимы только немеханические, почти безинерционные воздействия. Один из возможных методов обсуждается ниже.

6. Использование импульсных электрических полей для усиления оптических неоднородностей вдоль трека.

Рассмотрим смесь газов: неона и аргона в концентрации $10^{-2}\%$ при давлении 760 мм рт.ст. Такая смесь обладает наивысшим коэффициентом ионизации Таунсенда α . Плотность ионизации релятивистской частицы составляет в этих условиях около 10 пар ионов на 1 см. трека. Если после прохождения частицы с задержкой во времени на 10^{-7} сек приложить к объему газа однородное электрическое поле напряженностью около $5 \frac{kV}{cm}$ на время около 10^{-7} сек, то в газе начнется размножение первичных электронов, возникших при прохождении частицы. Рассмотрим возможный механизм возникновения оптических неоднородностей в объеме, занятом электронно-ионными лавинами, каждая из которых образована первичным электроном.

Опыт работы с искровыми камерами ⁽³⁾ показывает, что в выбранных условиях искровой разряд не наступает, и процесс сводится к лавинному размножению электронов, которое в стримерный процесс не переходит. Поскольку скорость дрейфа электронов в неоне ⁽⁴⁾ при указанных условиях составляет около $8 \cdot 10^6$ см/сек, то за время 10^{-7} сек лавина продвинется на расстояние $d = 8$ мм. Если бы на протяжении всего пути лавины происходило экспоненциальное размножение электронов, то при $\alpha = 152$ ⁽⁵⁾ для $\frac{E}{P} = 6,5$ вольт/см.мм, рт.ст. коэффициент размножения составил бы $k = e^{\alpha d} = e^{122}$.

Однако, гораздо раньше вступят в игру факторы, ограничивающие размножение лавины. Одним из таких факторов может быть рекомбинация электронов и положительных ионов.

а) Рекомбинация.

Предельную плотность электронов в лавине можно определить из условия, что скорость размножения электронов в лавине становится равной скорости убывания их вследствие рекомбинации. Эта предельная плотность электронов равна

$$n_e^{\max} = \frac{\alpha \cdot u}{\beta},$$

где β - коэффициент рекомбинации, u - скорость дрейфа электронов. В наших условиях

$$n_e^{\max} = \frac{1,52 \cdot 10^2 \cdot 8 \cdot 10^6}{2 \cdot 10^{-7}} \approx 6 \cdot 10^{15} \text{ электронов/см}^3.$$

Однако, найденная плотность электронов в лавине, по-видимому, не достигается, поскольку раньше этого наступает экранировка внешнего поля электрическим полем, создаваемом пространственным зарядом лавины, в результате чего коэффициент α быстро упадет.

б) Экранирующее поле лавины.

Предельную плотность электронов, обусловленную этим фактором, можно найти, если напряженность экранирующего поля, создаваемое пространственным зарядом приравнять напряженности внешнего поля. Известно (6), что при выполнении условия

$$\alpha \sqrt{4D_e t} > 1,$$

где D_e - коэффициент диффузии электронов, t - время развития лавины, - электронное облако лавины опережает облако положительных ионов на величину порядка длины ионизационного пробега электрона.

Так как в нашем случае

$$\alpha \sqrt{4Dt} = 150 \cdot 4 \cdot 6,3 \cdot 10^3 \cdot 10^{-7} = 7,5,$$

то напряженность поля в лавине можно оценить следующим образом.

Предположим, что электроны распределены внутри сферы радиуса r равномерно, а сфера положительных ионов сдвинута относительно электронного облака на величину $\frac{1}{\alpha} = 6,6 \cdot 10^{-3}$ см. Радиус сферы, в которой заключено электронное облако, определяется диффузией электронов

$$r = \sqrt{6Dt} = 6 \cdot 10^{-2} \text{ см.}$$

Поэтому напряженность поля, создаваемого в объеме лавины, равна

$$E_{\lambda} \approx 4\pi \frac{n_e \cdot e}{\alpha}.$$

Приравнявая E_{λ} напряженности внешнего поля E , находим предельную плотность электронов, обусловленную экранирующим действием лавины, а именно

$$n_e = \frac{\alpha E}{4\pi e} = \frac{150,5 \cdot 10^3}{4\pi \cdot 4,8 \cdot 10^{-10} \cdot 300} = 4 \cdot 10^{11} \text{ электронов/см}^3$$

Так как объем лавины равен около $V_0 = 0,9 \cdot 10^{-3} \text{ см}^3$, то максимальный коэффициент размножения электронов равен

$$k_{\text{max}} = n_e \cdot V_0 = 4 \cdot 10^8.$$

в) Нагрев газа лавиной.

В процессе развития лавины энергия, сообщаемая полем каждому электрону, идет в основном на ионизацию атомов неона и ускорение электронов до средней энергии около 10 eV . Потери энергии на упругие соударения составляют незначительную часть энергии, переданной полем электрону, поэтому нагревание газа при прохождении лавины весьма незначительное. После того как напряженность поля снижена до значения, при котором лавинное размножение прекращается, энергия электронного облака будет передана газу в результате упругих соударений. Время релаксации

$$\tau_{\text{rel}} \approx \frac{\lambda_e M_a}{2v m_e} \approx 10^{-8} \text{ сек.},$$

где λ_e - длина свободного пробега электрона, v - скорость электрона, M_a - масса атома (неон), m_e - масса электрона.

Процесс рекомбинации в течение этого времени при указанной плотности электронов и ионов, приведет только к незначительной потере числа электронов, а именно:

$$-\frac{\Delta n_e}{n_e} = \beta n \tau = 10^{-3}$$

Таким образом, за время порядка 10^{-7} сек, объему газа, занятому электронной лавиной, будет сообщена тепловая энергия

$$\Delta Q = N_e \cdot \bar{E} = 4 \cdot 10^8 \cdot 10 eV \approx 6 \cdot 10^{-3} \text{ эрга.}$$

г) Изменение плотности газа.

Локальный нагрев газа в очень малом объеме приводит к увеличению в нем давления, которое будет сопровождаться последующим расширением этого объема.

Поскольку нагрев объема происходит за время, значительно более короткое, чем характеристическое время данного объема, определяемое как

$$\tau = \frac{r}{v_{зв}} = \frac{6 \cdot 10^{-2}}{3 \cdot 10^4} = 2 \cdot 10^{-6} \text{ сек.},$$

то процесс расширения будет происходить путем формирования волны сжатия, начальный перепад давления в которой по порядку величины равен избыточному давлению в нагретом объеме газа. Поскольку для акустических волн применим механизм адиабатического расширения, то изменение плотности газа в волне связано с изменением давления соотношением

$$\frac{\Delta p}{p} = \frac{1}{\gamma} \frac{\Delta p}{p} = \frac{1}{\gamma} \frac{\Delta T}{T},$$

где $\gamma = \frac{c_p}{c_v}$. Повышение температуры газа в начальный момент времени равно

$$\frac{\Delta T}{T} = \frac{2M}{V_0 \rho 3R} \cdot \frac{\Delta Q}{T},$$

где μ - атомный вес газа, R - газовая постоянная, ρ - плотность газа.

Таким образом

$$\frac{\Delta p}{p} = \frac{2\mu}{5\nu_{op}R} \frac{\Delta Q}{T} = \frac{2 \cdot 20 \cdot 6 \cdot 10^{-3}}{5 \cdot 0,9 \cdot 10^{-3} \cdot 10^{-3} \cdot 8,3 \cdot 10^7 \cdot 3 \cdot 10^2} = 2 \cdot 10^{-6}$$

д) Сечение рассеяния света.

Изменение показателя преломления газа, вызванное изменением плотности газа, равно

$$\frac{\Delta n}{n} = \frac{\varepsilon - 1}{2} \cdot \frac{\Delta p}{p} = \frac{6 \cdot 10^{-4}}{2} \cdot 2 \cdot 10^{-6} = 5 \cdot 10^{-10},$$

следовательно, сечение рассеяния света на неоднородности, возникшей от отдельного первичного электрона, равно⁽²⁾

$$C'_{sca} = 2s \left(\frac{\Delta n}{n} k \alpha \right)^2 = 8 \pi r^e \left(\frac{\Delta n}{n} \cdot k \cdot 2r \right)^2 \approx 10^{-11} \text{ см}^2,$$

а сечение рассеяния на 1 см пути релятивистского трека равно

$$C_{sca} = 10 C'_{sca} = 10^{-10} \text{ см}^2$$

7. Заключение.

1. Исследование параметров теневого прибора ИАБ-45I с целью выяснения возможности его использования для регистрации треков быстрых заряженных частиц показывает, что уровень фоновой засветки поля зрения при смещении ножа от 0,2 мм до 1,0 мм изменяется от $5 \cdot 10^{-4}$ до $2 \cdot 10^{-5}$. Следовательно, теневой прибор ИАБ-45I не позволяет наблюдать треки с эффективным сечением рассеяния света, меньшим, чем 10^{-6} см^2 .

2. Рассеяние света в защитных бессвилевых стеклах создает около 20% общего фона в поле зрения.

3. Применение маски позволяет устранить фон от видимых дефектов. Величина этого фона примерно того же порядка, что и остальной фон.

4. Дальнейшие изыскания будут проводиться как по линии существенного улучшения параметров теневого прибора с целью уменьшения фона в поле зрения, так и в поисках наиболее эффективных безинерционных методов усиления оптических неоднородностей вдоль трека быстрой заряженной частицы.

Рубин
Копф
Мозин

Л и т е р а т у р а.

1. Ю.Л.Соколов, Ат.энергия, № 12, 1957.
2. H.C.Van de Hulst. "Light scattering by small particles",
p.87, 1957.
3. А.М.Говоров, В.И.Никаноров, Г.Петер, А.Ф.Писарев, Х.Позе. Газо-
разрядная камера. Д-715, 1961.
4. Б.Росси и Т.Штауб. Ионизационные камеры и счетчики, 1951, стр.19.
5. Дж.Мик, Дж. Крэгс. Электрический пробой в газах, 1960, стр.79.
6. R.C.Fletcher. Phys.Rev., 76, 1509, 1949.

Надписи к рисункам.

Рис.1 - Схема измерений величины γ .

- S - лампа ДРШ-250
- D_1 - дополнительная диафрагма в конденсоре
- T - щель коллиматора
- K - коллиматор ИАБ-45I
- P - рабочий объем
- H - наблюдательная труба ИАБ-45I
- C_1, C_2 - защитные стекла
- N - нож Фука
- D_2 - диафрагма $\phi = 4$ мм в плоскости ножа
- O_1 - объектив фотоприставки
- O_2 - линза фотоприставки для кадра $\phi 80$ мм
- M - "маска" (в плоскости фокусировки рабочего объема)
- O_3 - объектив для фокусировки потока на катод ФЭУ.
- D_3 - диафрагма $\phi = 1,3$ мм.
- Φ - ФЭУ-29

Рис.2 - Величина светового потока J на выходе ИАБ-45I в зависимости от положения ножа.

- { диаметр диафрагмы на входе 0,3 мм
- { диаметр диафрагмы на выходе 2 мм
- { щель 6x0,3 мм на входе
- { щель 6x1 мм на выходе

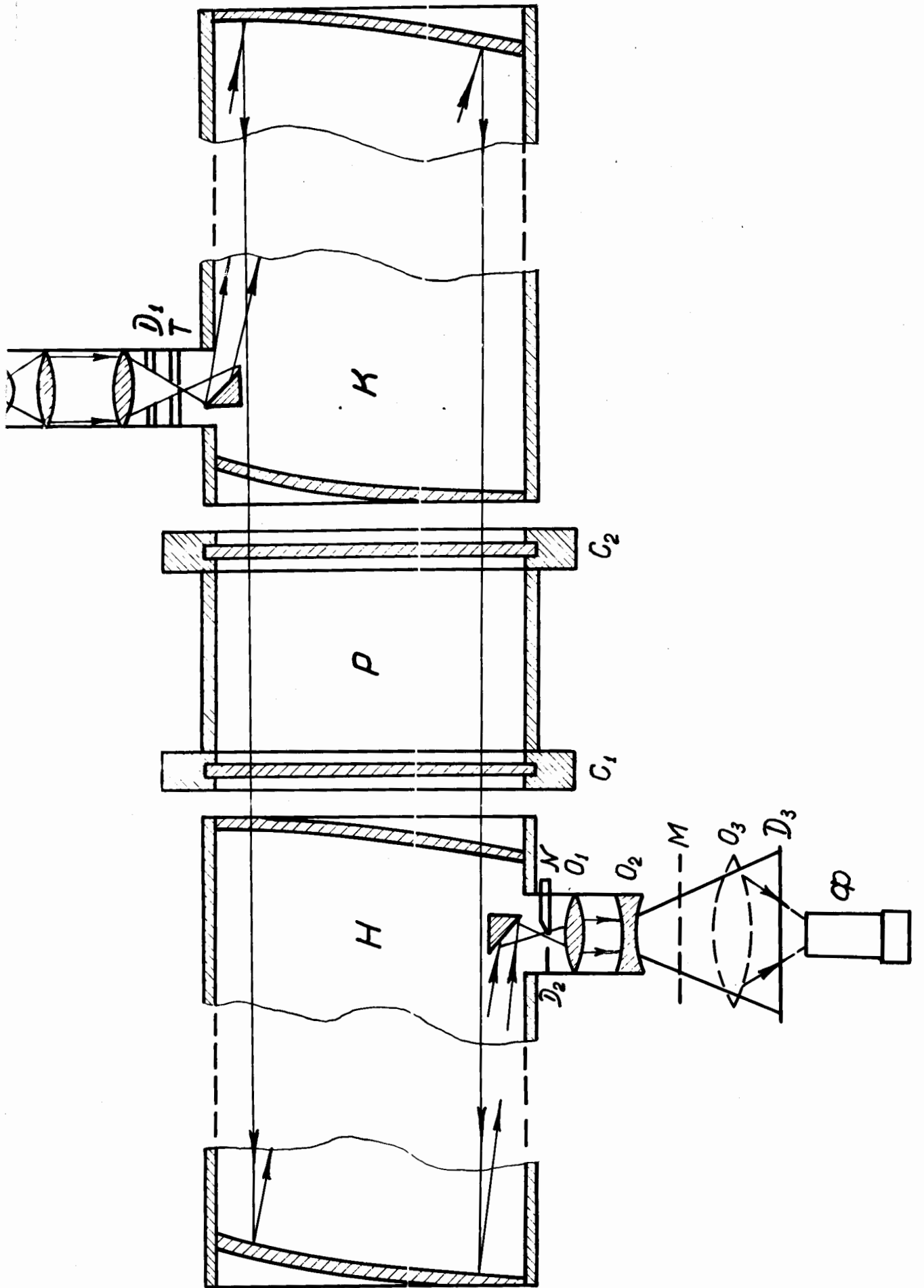
Рис.3 - Общий вид поля зрения

Рис.4 - Величина светового потока J на выходе ИАБ-45I в зависимости от положения ножа

- — характеристика рассеяния света в ИАБ-45I (без защитных стекол)
- — характеристика рассеяния в защитных стеклах (разностный эффект).

В обоих случаях на входе щель 0,2x1 мм, на выходе диафрагма $\phi = 4$ мм.

Рис.5 - Зависимость величины α от смещения ножа.



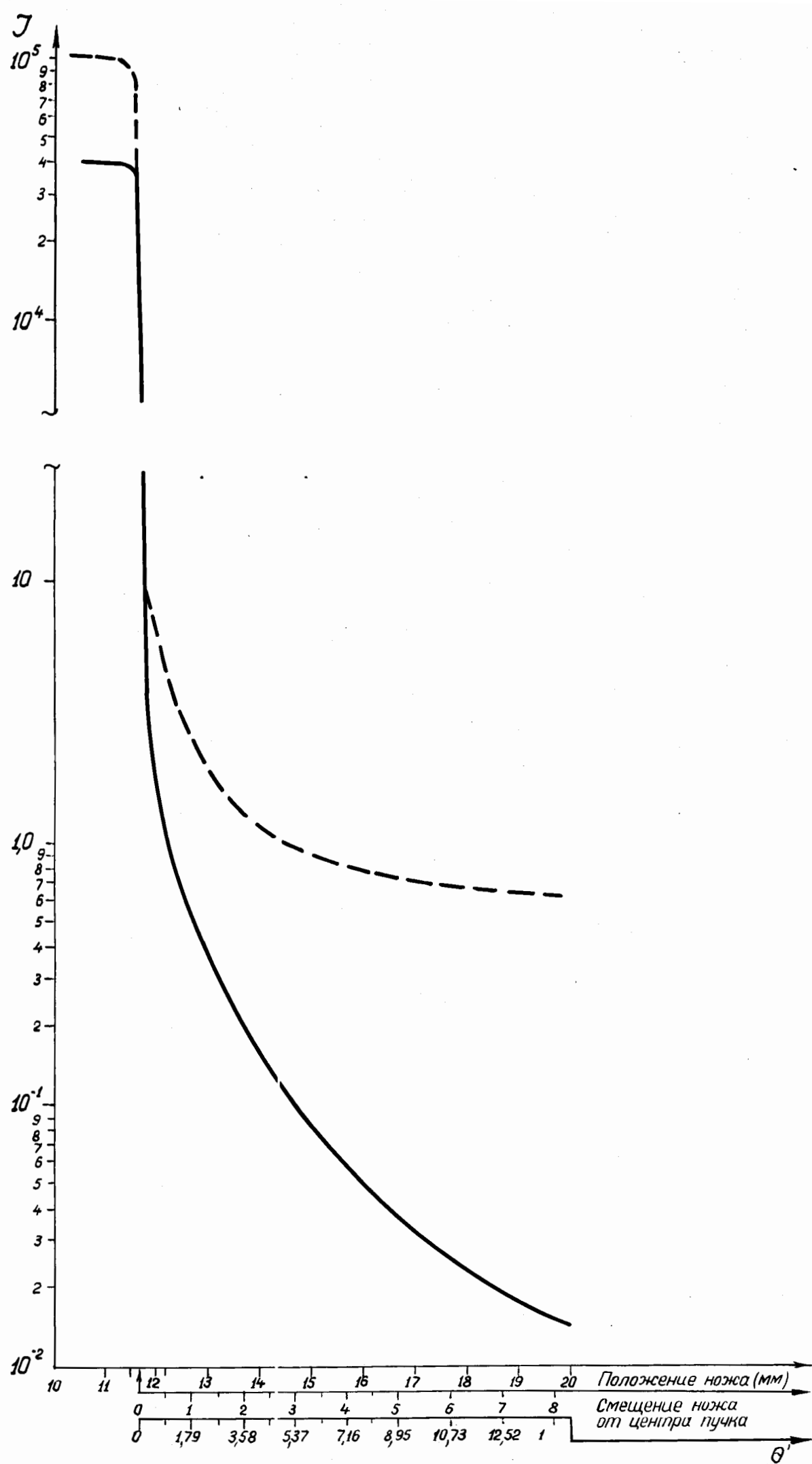


Рис. 2

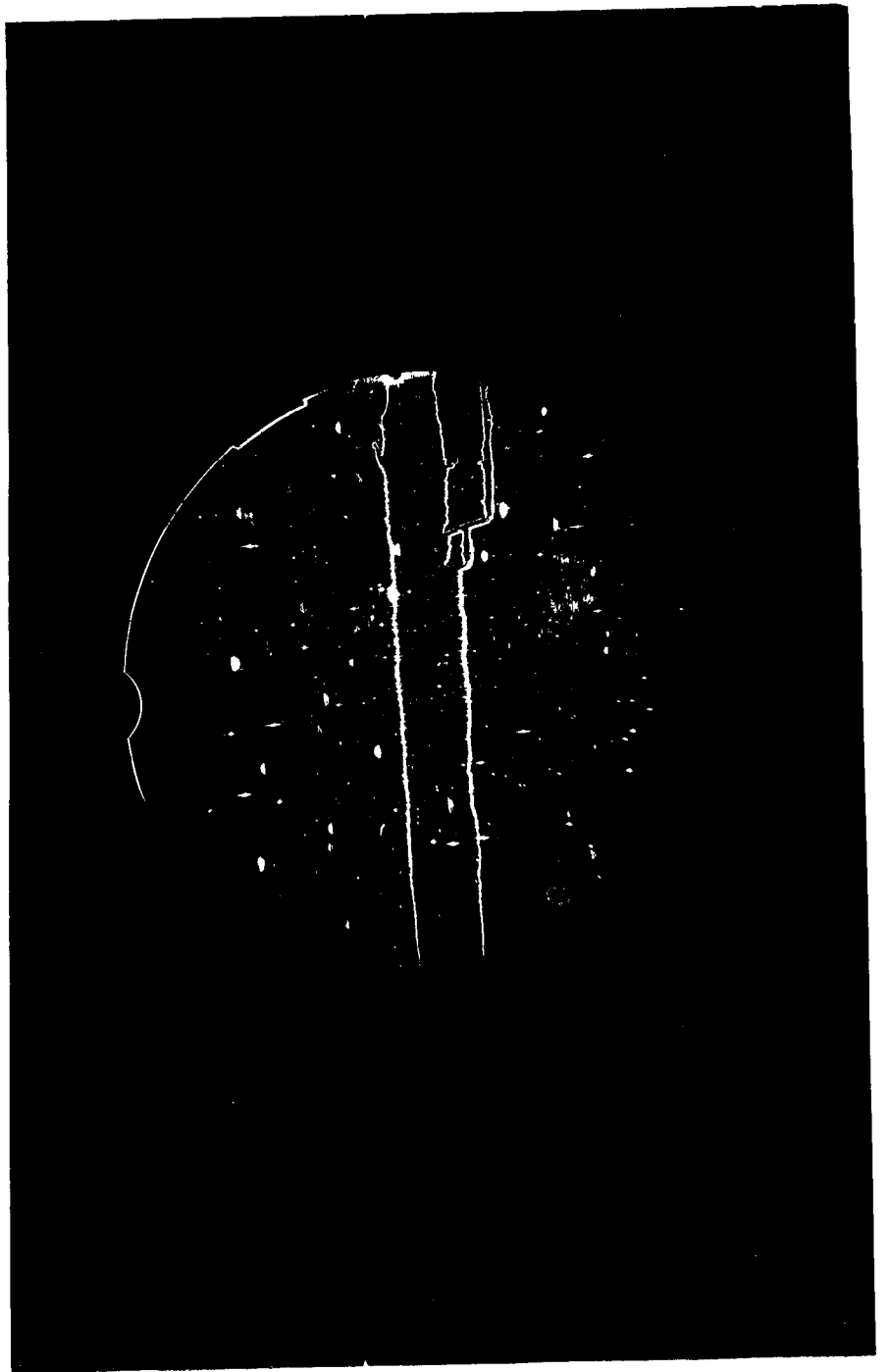


Рис. 3

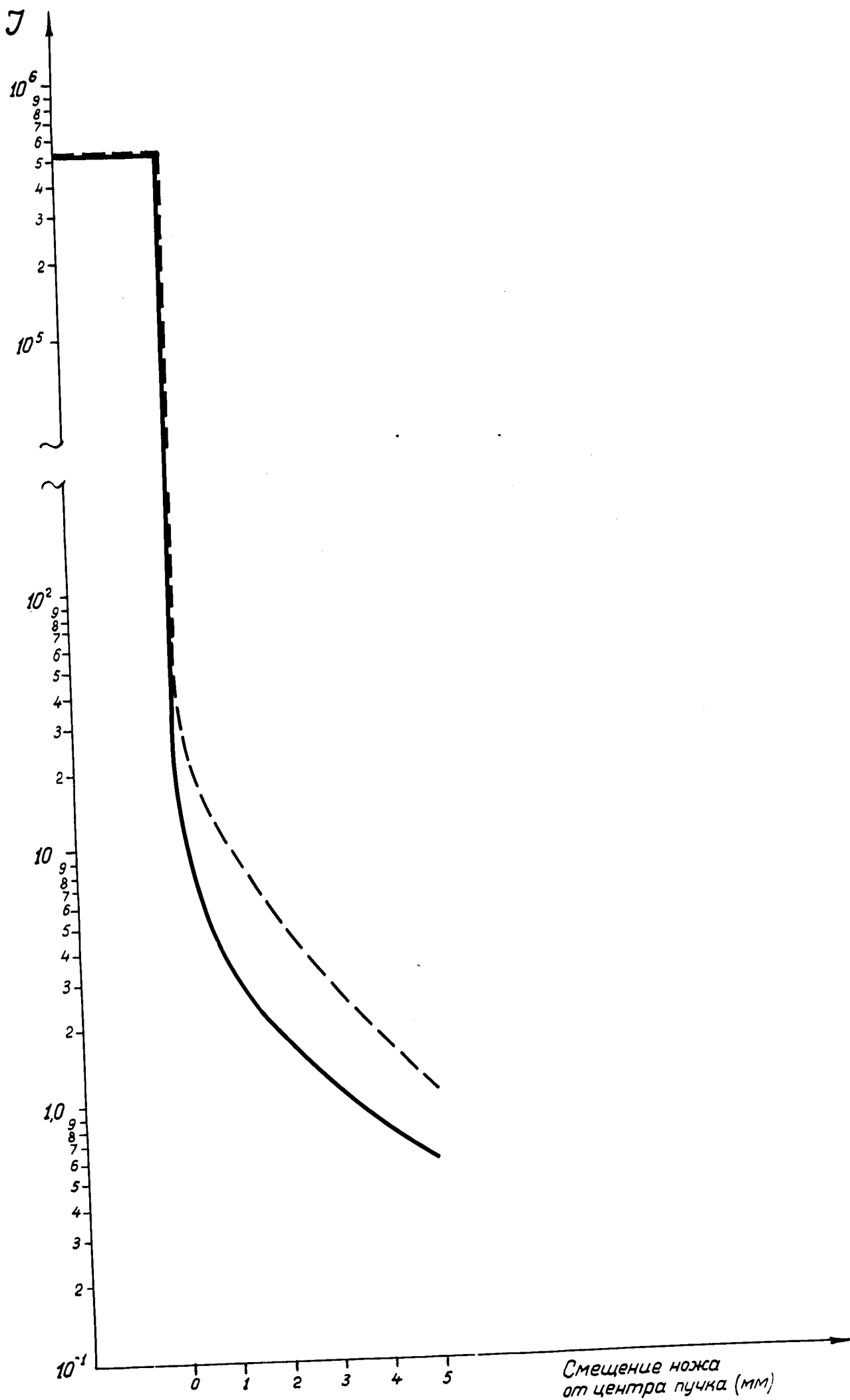


Рис. 4.

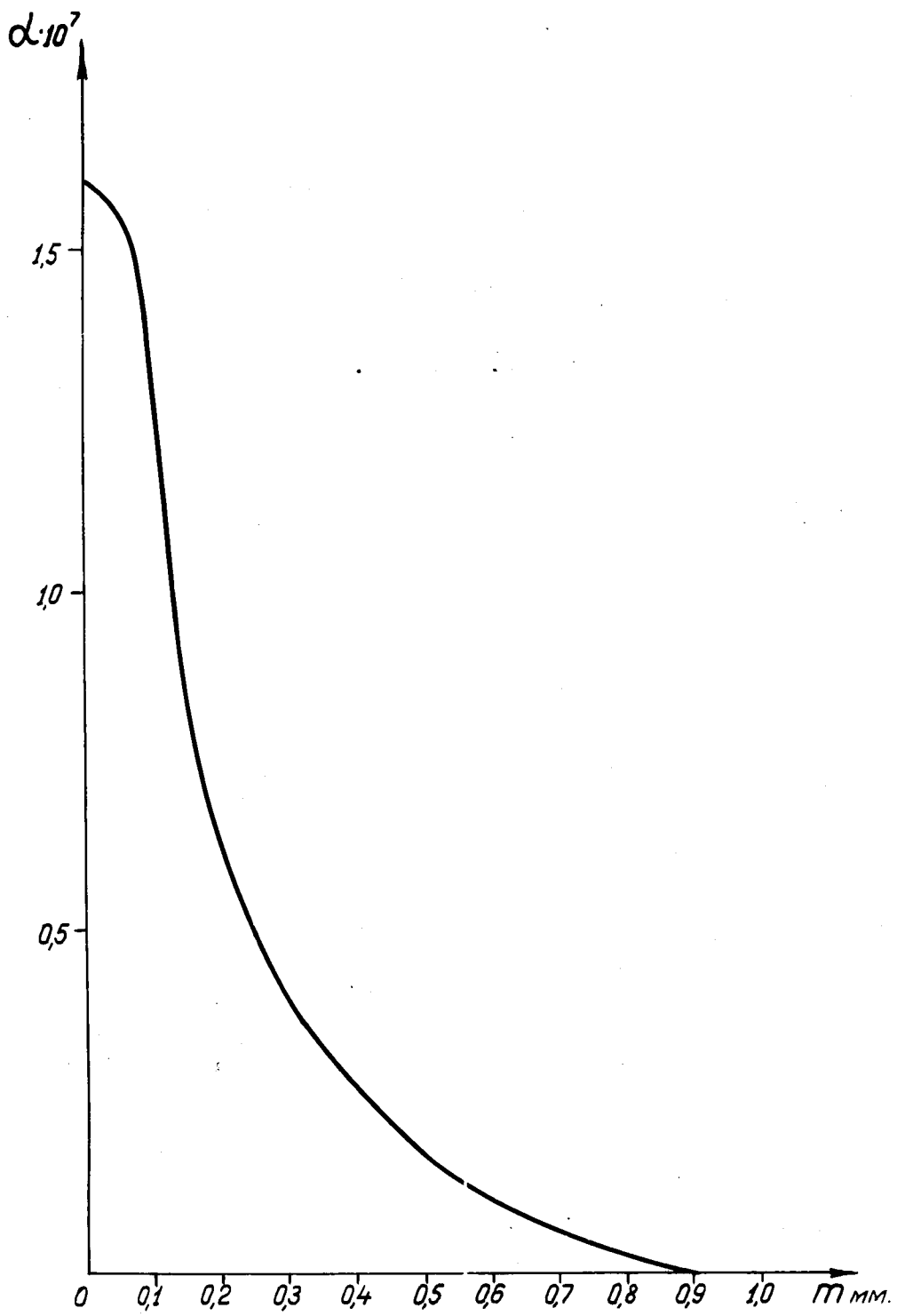


Рис. 5.