

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУКИЗ ТЕКУЩЕЙ ЛИТЕРАТУРЫ**О СТОЛКНОВЕНИИ БЫСТРЫХ НУКЛОНОВ С ЯДРАМИ**

Ранее отмечалось<sup>1, 2</sup>, что столкновение быстрых нуклонов с энергией  $10^{12}$  эв со сложными ядрами нельзя рассматривать как ряд последовательных независимых соударений. В работе Е. Л. Фейнберга<sup>3</sup> (см. также<sup>2</sup>) был рассмотрен процесс столкновения нуклона с ядром при более низких энергиях, причём получено, что и при таких энергиях картина последовательных соударений справедлива отнюдь не всегда.

Несмотря на достаточную убедительность теоретических соображений против внутриядерного каскада, всё же целесообразно обратиться к экспериментальным данным с целью опытной проверки гипотезы последовательных соударений. Это тем более важно, что за рубежом эта гипотеза имеет широкое хождение<sup>4</sup>. Как указывалось<sup>2</sup>, решающим критерием для этой гипотезы при достаточно высоких энергиях ( $\sim 10^{11}$  эв) является сопоставление множественности образования мезонов на ядрах с различным атомным номером. К сожалению, до последнего времени не было достаточно убедительных опытов в этом направлении. Однако недавно появились новые данные о ливнях большой энергии на разных элементах, значительно более убедительно свидетельствующие против такой гипотезы.

Так, Каплан и другие<sup>5</sup>, использовавшие для этой цели так называемую эмульсионную камеру, т. е. стопку эмульсий, прослоенную веществом, в котором образуются ливни, получили, что при энергии ливней  $E_0 \sim 5 \cdot 10^{12}$  эв\*) средняя множественность в свинце  $n_{св} \sim 24$ , а в латуни  $n_{лат} \sim 18$ . Ранее отмечалось<sup>2</sup>, что при больших энергиях из модели внутриядерного каскада следует, даже при пренебрежении взаимодействием вторичных мезонов с нуклонами, отношение

$$\frac{n_{св}}{n_{лат}} \sim 2 \frac{A_{св}^{1/3} - A_{лат}^{1/3}}{1,5} \sim 3,$$

что никак нельзя согласовать с экспериментальным отношением  $\frac{n_{св}}{n_{лат}} \sim 1,3$ .

Наоборот, это соотношение прекрасно согласуется с зависимостью множественности от атомного номера, полученной на основе модели столкновения нуклона с цилиндрической трубкой бесструктурного ядерного вещества.

---

\*) Энергия оценивалась весьма грубо по количеству следов релятивистских частиц в соответствии с формулой  $n \sim \left( \frac{E_0}{Mc^2} \right)^{1/4}$ ;  $M$  — масса нуклона.

Применение этой модели к теории Ферми — Ландау даёт  $^2 A^{1/4}$ . Такая зависимость для случая столкновения с ядрами свинца и латуни приводит

для величины  $\frac{n_{св}}{n_{лат}}$  к значению  $\sim 1,3$ .

Некоторые данные имеются и относительно характера взаимодействия нуклонов с ядрами при меньших энергиях. Так, с помощью управляемой камеры Вильсона сравнивались ливни, образованные в свинце и алюминии<sup>6</sup>. Характерной особенностью применённой в этой работе установки является весьма мягкий характер управления группы счётчиков, не вносящий практически никакой дискриминации в регистрацию ливней. Авторы этой работы получили, что отношение частот регистрации ливней из свинца и алюминия равно 1,56 для ливней с пятью релятивистскими частицами и 1,0 для ливней с шестью частицами. В то же время применение модели внутриядерных каскадных процессов должно было бы дать значительно большую величину. Так, согласно одному из конкретных вариантов расчёта в соответствии с такой моделью (Гайтлер — Яноши<sup>7</sup>) эти отношения оказались равными 2,4 и 4,6.

В другой группе работ, проведённых советскими авторами<sup>8</sup>, сравнивалось для разных элементов отношение для пробегов поглощения и взаимодействия нуклонов с энергией  $\sim 10^{10}$  эв. Оказалось, что это отношение примерно одинаково для графита и свинца ( $\sim 3$ ). Этот результат очень трудно интерпретировать с точки зрения внутриядерного процесса, так как он означал бы, что одно ядро свинца должно было бы поглощать, как три ядра графита, и, следовательно, указанные выше отношения должны были бы резко зависеть от атомного веса элементов.

Таким образом, новые экспериментальные данные ещё более убедительно свидетельствуют против модели последовательных внутриядерных соударений быстрых нуклонов.

*И. Р. и Д. Ч.*

#### ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Л. Д. Ландау, Изв. АН СССР, сер. физ. **17**, 51 (1953).
2. И. Л. Розенталь, Д. С. Чернавский, УФН **52**, 185 (1954).
3. Е. Л. Фейнберг, ЖЭТФ **28**, № 2 (1955).
4. H. Messel, Progress in Cosmic Ray Physics **2** (1954).
5. M. E. Kaplan, D. M. Ritson, W. D. Walkes, Phys. Rev. **90**, 716 (1953).
6. R. L. Sen Gupta, K. K. Koy, M. M. Biswas, Zeits. f. Phys, **136**, 654 (1954).
7. W. Heitler, L. Janossy, Proc. Phys. Soc. **62**, 374, 669 (1949).
8. С. А. Азимов, Н. А. Добротин, А. Л. Любимов, К. П. Рыжкова, Изв. АН СССР, сер. физ. **17**, 80 (1953).

## НОВЫЕ ДАННЫЕ О РАССЕЯНИИ ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ПРОТОНОВ БОЛЬШОЙ ЭНЕРГИИ

Рассеяние нуклонов на нуклонах при большой энергии представляет исключительный интерес, так как наряду с рассеянием  $\pi$ -мезонов на нуклонах является простейшим процессом, изучение которого даёт возможность получать в наименее завуалированной форме сведения о свойствах ядерных сил. Несмотря на большое число экспериментальных и теоретических работ, посвящённых этому вопросу, до сих пор удалось получить только очень неполные сведения о характере ядерных сил. Открытое в последнее время явление поляризации пучка протонов при рассеянии на ядрах<sup>1</sup> позволило изучать рассеяние поляризованных пучков нуклонов, получая при этом

более детальные сведения о свойствах ядерных сил. Обычно опыты осуществляются путём последовательного рассеяния пучка протонов на двух мишенях; при этом после первого рассеяния пучок становится сильно поляризованным.

Одной из наиболее интересных экспериментальных работ, опубликованных за последние месяцы, является исследование рассеяния поляризованных протонов на водороде и дейтерии<sup>2, 3, 9</sup>.

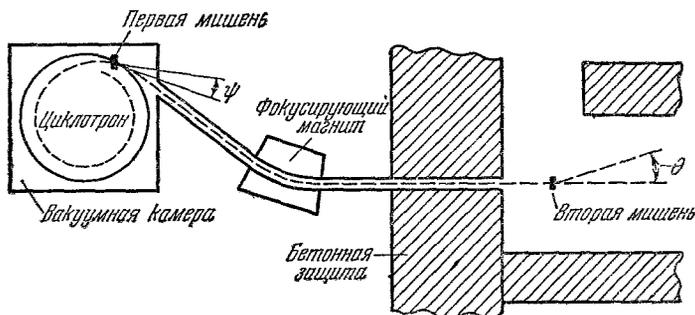


Рис. 1.

Схема экспериментальной установки приведена на рис. 1. Пучок протонов с энергией 340 Мэв из циклотрона после первого рассеяния на внутренней мишени из углерода или бериллия становился сильно поляризованным. Поляризованный пучок отклоняющим магнитом выводился из циклотрона и направлялся в защищённое помещение, в котором исследовалось рассеяние пучка на второй мишени. Во время опытов угол первичного рассеяния изменялся от 17 до 20°. Энергия поляризованного пучка составляла 290 и 312 Мэв в различных опытах. Абсолютная интенсивность поляризованного пучка была равна  $2 \cdot 10^6$  протонов в секунду на площади 5 см<sup>2</sup>.

Для того чтобы установить, что после первичного рассеяния получается действительно поляризованный пучок протонов, производились контрольные опыты. Они состояли в измерении асимметрии вторичного рассеяния вправо и влево в том случае, когда обе мишени состоят из одинакового материала. Если при первичном рассеянии пучок рассеивается в горизонтальной плоскости, то вторичное рассеяние пучка характеризуется углом рассеяния  $\theta$  и углом  $\varphi$  между плоскостью вторичного рассеяния и горизонтальной плоскостью. Интенсивность первичного рассеяния зависит только от одного угла рассеяния  $\psi$ , интенсивность вторичного рассеяния  $J$  зависит от двух углов  $\theta$  и  $\varphi$ . При  $\theta = 15^\circ$  и одинаковых мишенях из углерода получены следующие значения  $J(\varphi)$ :

$$J(0^\circ) = 134,1 \pm 4,06; \quad J(90^\circ) = 101,8 \pm 3,7; \quad J(180^\circ) = 59,3 \pm 4,3; \\ J(270^\circ) = 104,7 \pm 3,3.$$

Отсюда легко получить:

$$\frac{J(0^\circ) - J(180^\circ)}{J(0^\circ) + J(180^\circ)} = 0,39 \pm 0,04; \quad \frac{J(90^\circ) - J(180^\circ)}{J(90^\circ) + J(180^\circ)} = 0,01 \pm 0,02.$$

Это указывает на то, что при первичном рассеянии действительно получается поляризованный пучок. Если на ту же самую мишень пучок падает без предварительного рассеяния, то, как и следует ожидать, асимметрии рассеяния не наблюдается (рассеяние не зависит от  $\varphi$ ).

Чтобы использовать поляризованный пучок для количественных измерений, надо знать степень его поляризации  $P = (F_+ - F_-) / (F_+ + F_-)^{-1}$ , где  $F_+$  и  $F_-$  — число протонов в пучке со спином, направленным соответственно вверх и вниз. Если используются мишени из одного и того же материала и рассеяние упругое, то при  $\theta = \psi$   $P \approx \sqrt{e}$  (пренебрегая уменьшением энергии при вторичном рассеянии).

В первом сообщении<sup>2</sup> приведены результаты опытов по рассеянию протонов на протонах и на углероде. Энергия поляризованного пучка равнялась 290 Мэв. Во втором сообщении<sup>3</sup> указано, что авторы не смогли получить достаточно поляризованного пучка нейтронов для изучения рассеяния нейтронов на протонах и должны были извлекать сведения о взаимодействии нейтрон-протон из опытов по взаимодействию протонов с дейтеронами. В первом приближении можно пренебречь энергией связи дейтерона, считая протон и нейтрон свободными. Тогда при бомбардировке дейтеронов протонами возможны процессы рассеяния протон-протон, протон-нейтрон и рассеяния протона на дейтероне как целом. Эти три процесса можно различить по вылету различных пар частиц, используя технику совпадений. В экспериментах измерялась асимметрия рассеяния протон-протон и протон-нейтрон. Асимметричная часть сечения  $P\sigma = \frac{1}{2}[\sigma(\theta, 0^\circ) - \sigma(\theta, 180^\circ)]$ ; здесь  $\sigma(\theta, \varphi)$  — сечение рассеяния для полностью поляризованного пучка и неполяризованной мишени — вычислялась по формуле  $P\sigma = e\sigma_{\text{непол}}P'$ . Степень поляризации пучка  $P' = 0,73$ . Сечение для неполяризованного пучка и рассеяния протон-протон принималось равным

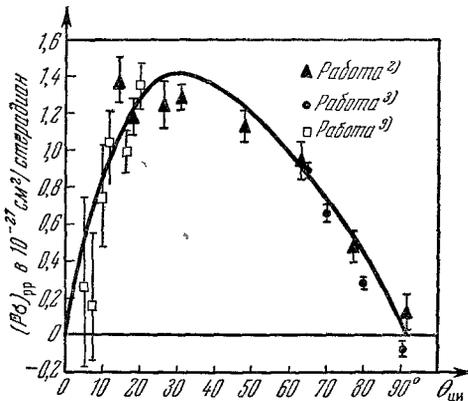


Рис. 2.

$3,75 \cdot 10^{-27}$  см<sup>2</sup> на стерадиан<sup>4</sup>, а для рассеяния нейтрон-протон бралось из работы<sup>5</sup>. Нужно отметить, что для рассеяния протон-протон  $\sigma(90^\circ) = 0$ ; это может служить ещё одним методом проверки наличия поляризационных эффектов. Результаты измерений приведены на рис. 2 и 3. Сплошные кривые соответствуют формулам  $(P\sigma)_{pp} = 0,3595 \sin 2\theta + 0,0645 \sin 4\theta + 0,0309 \sin 6\theta$ ;  $(P\sigma)_{pn} = -0,016 \sin \theta + 0,95 \sin 2\theta + 0,324 \sin 3\theta$ .

Результаты эксперимента имеют большое значение по той причине, что они дают новые сведения о том, какие парциальные волны играют главную роль в рассеянии при энергии около 300 Мэв. Недавно было сделано несколько попыток описать экспериментальные данные по рассеянию нуклонов на нуклонах, используя небольшое число сдвигов фаз<sup>6, 7</sup>. В частности, в работе<sup>6</sup> показано, что, используя семь фаз с орбитальным

моментом  $l \leq 2$ , можно получить хорошее согласие с экспериментальной величиной дифференциального сечения рассеяния неполяризованных протонов на протонах и на нейтронах для энергии 260 Мэв. При выводе авторы считали, что триплетные  $D$ -фазы равны, и пренебрегали смесью  $^3S$ - и  $^3D$ -волн, возникающей в случае нецентрального взаимодействия. Анализа результатов рассеяния поляризованных нуклонов на нуклонах <sup>8</sup> показывает,

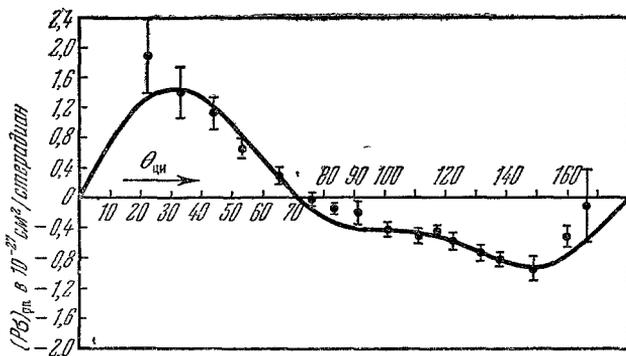


Рис. 3.

что набор фаз, полученный в работе <sup>6</sup>, не может описать рассеяние поляризованных протонов. Приведенные результаты опытов указывают на необходимость парциальных волн с орбитальным моментом больше двух. В частности, требуется, по крайней мере,  $^3F$ -фаза. Разложение Фурье кривой дифференциального сечения приводит к восемнадцати коэффициентам Фурье. Ход сечения можно объяснить при помощи одиннадцати фаз с  $l \leq 2$ , одной  $^3F$ -фазы и одного параметра примеси для  $J=1$  и  $l=0$ ; таким образом, всего требуется 13 действительных параметров <sup>8</sup>. Учитывая ошибки эксперимента, можно утверждать, что возможно несколько наборов фаз, одинаково хорошо описывающих эксперимент. В работе <sup>8</sup> сообщается, что автором проводятся вычисления фаз по экспериментальным данным.

М. И. Р.

#### ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. С. L. Oxley, W. Cartwright, J. Rouvina, E. Baskir, D. Klein, J. Ring, W. Skillman, Phys. Rev. **91**, 419 (1953); см. также сборник «Проблемы современной физики», 1954, № 7.
2. O. Chamberlain, E. Segre, R. Tripp, C. Wiegand, Ypsilantis, Phys. Rev. **93**, 1430 (1954).
3. O. Chamberlain, E. Segre, R. Tripp, C. Wiegand, Donaldson, Ypsilantis, Phys. Rev. **95**, 850 (1954); **83**, 929 (1951).
4. O. Chamberlain, E. Segre, C. Wiegand, Phys. Rev. **93**, 1424 (1954).
5. Kelly, Leith, Segre, Wiegand, Phys. Rev. **79**, 96 (1950).
6. Thaler, Bengston, Phys. Rev. **94**, 683 (1954).
7. Garren, Phys. Rev. **92**, 213 (1953).
8. B. Fried, Phys. Rev. **95**, 851 (1954).
9. O. Chamberlain, Pettengill, E. Segre, C. Wiegand, Phys. Rev. **95**, 1348 (1954).

## К СВОЙСТВАМ CdS-ФОТОСОПРОТИВЛЕНИЙ В ИОНИЗУЮЩЕМ ИЗЛУЧЕНИИ

В журнале «Успехи физических наук» был помещён реферат И. Ц. «Стабильный дозиметр из монокристалла CdS», охватывающий в основном материалы, опубликованные в иностранной литературе<sup>1</sup>. К моменту опубликования реферата появился ряд отечественных работ по этому же вопросу, значительно более полно освещающих свойства CdS-фотосопротивлений при облучении их ионизирующим излучением.

CdS-фотосопротивления выпускаются двух типов: в виде монокристаллических образцов ФСК-М (Институт физики АН УССР)<sup>2</sup> и в виде поликристаллических элементов ФС-К1 (Ленинградский физико-технический институт)<sup>3, 4</sup>. Оба фотосопротивления обладают значительной чувствительностью как к рентгеновскому излучению, так и к  $\gamma$ - и  $\beta$ -лучам вплоть до энергий в несколько Мэв. Однако указанные фотосопротивления существенно отличаются своими характеристиками, что определяет возможность их применения для различных целей дозиметрии.

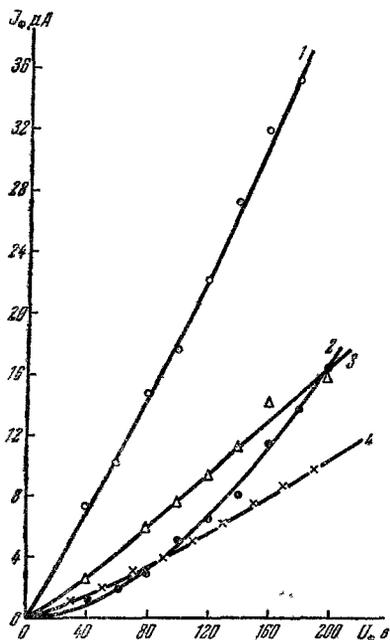


Рис. 1.

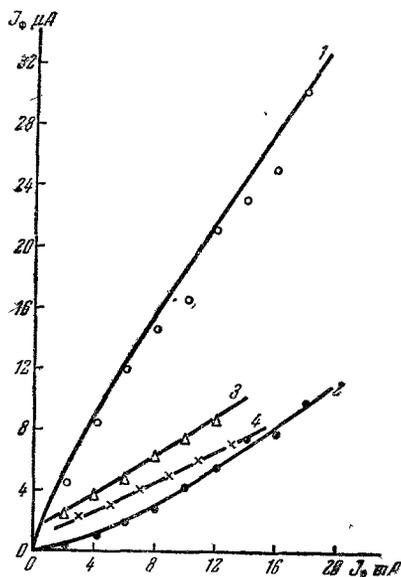


Рис. 2.

Так, удельная чувствительность ФСК-М при всех прочих равных условиях оказывается в 7—10 раз выше удельной чувствительности ФС-К1 к ионизирующему излучению. Максимально допустимые рабочие токи у монокристаллических CdS-фотосопротивлений при активной рабочей поверхности в 1—2 мм<sup>2</sup> не превышают 200—300 мкА, в то время как у поликристаллических образцов без труда могут быть достигнуты значения токов в 500—600 мкА, однако при значительно большей рабочей поверхности. По последним данным ФСК-М могут быть также изготовлены с большими

рабочими поверхностями до  $10-15 \text{ мм}^2$ . В этом случае преимущество больших допустимых фототоков у ФС-К1, естественно, исчезает.

Монокристаллические CdS-фотосопротивления обладают перед поликристаллическими ещё преимуществом малых темновых токов, практически равных нулю, и меньшим уровнем шумов, что позволяет получить стабильную работу при фототоках порядка  $10^{-8} - 10^{-9} \text{ а}$  и в отдельных образцах  $10^{-10} \text{ а}$ . У ФС-К1 темновые токи в рабочем режиме достигают значительных единиц и десятков микроампер.

Преимущества ФСК-М проявляются также в малой инерционности, которая на один-два порядка ниже инерционности ФС-К1. При значительных интенсивностях ионизирующего излучения полная инерционность ФСК-М обычно не превышает  $0,1-0,3 \text{ сек}$ . При малых интенсивностях излучения, при фототоках порядка десятых и сотых долей микроампера, его инерционность возрастает в десятки раз. Эта зависимость инерционности от освещённости почти не проявляется у ФС-К1. Для снижения же инерционности в случае монокристаллических фотосопротивлений, работающих при малых уровнях ионизирующего излучения, следует применять подсветку видимой областью спектра так, чтобы суммарный фототок достигал значения десятка микроампер.

Указанные фотосопротивления надёжно работают как на постоянном, так и на переменном токе при напряжениях от нескольких единиц до нескольких сотен вольт. Возможный диапазон рабочих напряжений у ФСК-М, как правило, шире, чем у ФС-К1, за счет увеличения верхних предельных значений до  $600-800 \text{ в}$ .

Преимуществом поликристаллических CdS-фотосопротивлений является прямолинейность их вольтамперных (рис. 1) и дозиметрических (рис. 2) характеристик.

Из сравнения свойств ФСК-М и ФС-К1 следует, что последнее фотосопротивление желательно применять там, где является обязательной прямая пропорциональность между фототоком и интенсивностью возбуждающего излучения, а быстродействие не существенно.

Применение CdS-фотосопротивлений в различных схемах рентгендозиметров <sup>3</sup> подтвердило перспективность этого метода контроля ионизирующего излучения.

С. В. Свечников

#### ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. И. Ц., УФН 51, 416 (1953). <sup>2</sup>
2. В. Е. Лакшарев, Г. А. Федорус, Изв. АН СССР, сер. физ. 16, 81 (1952).
3. Б. Т. Коломиец, ДАН 83, № 4, 561 (1952).
4. Б. Т. Коломиец, Авт. и тел. 14, 445 (1953).
5. С. В. Свечников, ЖТФ 22, № 5, 8, 1305 (1952).
6. С. В. Свечников, ЖТФ 23, 11, 2094 (1953).
7. С. В. Свечников, ЖТФ 23, 6, 942 (1953).

## ИЗМЕРЕНИЕ ДИЭЛЕКТРИКОВ НА МИЛЛИМЕТРОВЫХ ВОЛНАХ

Знание частотных зависимостей электрических характеристик ( $\epsilon$  и  $\text{tg } \delta$ ) диэлектриков во всем диапазоне частот, от самых низких и вплоть до оптических, является чрезвычайно важным как для теоретического объяснения процессов, происходящих при взаимодействии вещества (диэлектрика)

с полем (электрическим), так и для практического применения диэлектриков. Получившая широкое развитие главным образом за послевоенные годы техника сверхвысоких частот позволила разработать ряд методов, основанных на использовании объёмных резонаторов и измерительных — волноводных и коаксиальных — линий и дающих возможность измерять электрические свойства диэлектриков при очень высоких частотах вплоть до частот порядка  $3 \cdot 10^{10}$  гц, что соответствует длинам волн в 1 см.

Весьма актуальной в настоящее время является задача разработки методики измерений и проведения соответствующих исследований при ещё более коротких волнах. По понятным причинам при таких длинах электромагнитных волн применение резонаторных методов, а также методов, основанных на использовании измерительных линий, становится затруднительным или просто невозможным. Поэтому задача исследования диэлектриков в области миллиметровых волн сейчас решается в направлении разработки методов, аналогичных оптическим.

В 1953 г. был опубликован ряд работ, в которых описываются разработанные различными авторами методы исследования твёрдых диэлектриков в диапазоне волн короче 1 см и сообщаются первые результаты. Содержание некоторых из этих работ, представляющих значительный интерес, излагается в настоящей заметке.

В работе Гульшау<sup>1</sup>, реферат которой опубликован в нашем журнале<sup>2</sup>, подробно описан микроволновой интерферометр Фабри-Перо, при помощи которого произведено измерение ряда диэлектриков при  $\lambda = 8$  мм.

При этой же длине волны в другой работе<sup>3</sup> приведено изучение электрических свойств некоторых диэлектриков путём использования методики, основанной на измерении отражения электромагнитных волн от пластин образца, размеры которого значительно больше  $\lambda$ . Изменяя угол падения, автор определял угол Брюстера  $\theta_B$ , при котором отражение от образца минимально. Тогда диэлектрическая проницаемость определялась (при условии  $\text{tg } \delta \ll 1$ ,  $\mu = 1$ )\*) как  $\epsilon = \text{tg}^2 \theta_B$ .

Для определения  $\text{tg } \delta$  производилось измерение отношения энергии ( $W$ ), прошедшей через образец при падении под углом Брюстера, к энергии, прошедшей ( $W_0$ ) без образца.

Если обозначить это отношение  $\frac{W}{W_0} = \frac{1}{\gamma^2}$ , то, пренебрегая членами, содержащими  $\text{tg } \delta$  во второй степени и выше, угол диэлектрических потерь можно определить по формуле

$$\text{tg } \delta = \frac{\lambda \ln r'}{\pi d \sqrt{\epsilon + 1}}, \quad (1)$$

где  $\lambda$  — длина волны,  $d$  — толщина образца.

Описанным методом в работе<sup>3</sup> проведено измерение ряда диэлектриков (стекло, полистирол и др.). Результаты, например, для полистирола:  $\epsilon = 2,52$ ,  $\text{tg } \delta = 0,0092$  (при  $\lambda = 8$  мм).

В работе<sup>4</sup> удалось провести измерения  $\epsilon$  и  $\text{tg } \delta$  некоторых твёрдых диэлектриков при ещё более коротких волнах в диапазоне от 4,2 до 1,8 мм. В качестве источника электромагнитных волн были использованы гармоники магнетрона 3J31 (основная длина волны  $\lambda = 12,5$  мм). Дисперсия, необходимая для выделения нужной гармоники, обеспечивалась эшелонной дифракционной решёткой, подобной той, которая описана в<sup>5</sup>. Детектором колебаний, прошедших через образец (либо пришедших в то же самое место в отсутствии образца), служил болометр, помещённый в специально

\*) В работе<sup>3</sup> проведено также обобщение расчётных формул, дающее возможность проводить измерения не только  $\epsilon$  и  $\text{tg } \delta$ , но и магнитных свойств материалов ( $\mu$  и  $\text{tg } \delta_\mu$ ) этим методом на миллиметровых волнах.

приспособленный отрезок волновода, который можно было настроить на частоту выбранной гармоники.

Методика эксперимента заключалась в измерении комплексного коэффициента прохождения  $t = |t|e^{j\varphi}$ , причём  $|t|$  — амплитуда коэффициента прохождения — определялась обычным образом как квадратный корень из отношения  $\frac{W}{W_0}$ , где  $W$  — плотность излучения, регистрируемая болометром в некоторой точке за образцом,  $W_0$  — то же по удалении образца. Для определения фазы ( $\varphi$ ) коэффициента прохождения снималась интерференционная картина электромагнитных волн, прошедших через образец, и на том же месте (в той же плоскости) в отсутствии образца  $\varphi$  определялось как умноженное на  $360^\circ$  отношение сдвига минимумов, вызванного помещением образца, к расстоянию между минимумами.

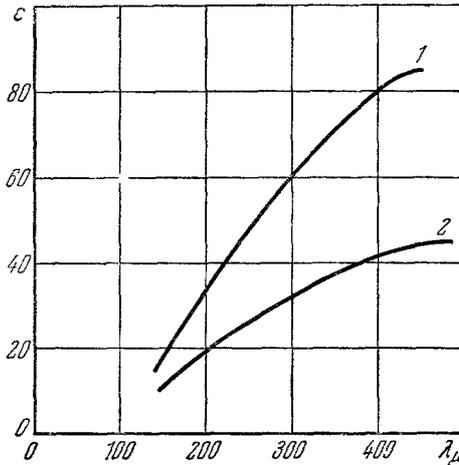


Рис. 1.

Далее, используя экспериментально найденные величины  $|t|$  и  $\varphi$ , определяли комплексный показатель преломления  $n = \eta + jk$  при помощи следующей формулы:

$$\frac{1}{t} = \frac{e^{j\gamma d}}{4n} [(n+1)^2 e^{-j\gamma_1 d} - (n-1)^2 e^{j\gamma_1 d}], \quad (2)$$

где  $\gamma = \frac{2\pi}{\lambda}$  ( $\lambda$  — длина волны рабочей гармоники),  $d$  — толщина пластины диэлектрика,  $\gamma_1 = \frac{2\pi}{\lambda} n = \gamma n$ ,  $n = \eta + jk$ ,  $\eta$  — показатель преломления,  $k$  — коэффициент затухания.

Формула (2) получена из рассмотрения выражения для электрического и магнитного векторов поля в пластинке диэлектрика и в воздухе и использования граничных условий на передней и задней гранях образца. Определение  $\eta$  и  $k$  из формулы (2) авторы проводят численным методом, используя последовательные приближения, предварительно преобразовав соответствующим образом формулу, причём в качестве первого приближения полагают, что  $k = 0$ , т. е.  $\eta$  — действительное число.

Полученные авторами<sup>4</sup> результаты ( $\eta$  и  $k$ ), а также вычисленные нами по этим данным соответствующие значения  $\epsilon$  и  $\operatorname{tg} \delta$  приведены в таблице (в последней строке таблицы указаны для сравнения значения показателя преломления этих материалов  $n_D$  для видимого света).

Т а б л и ц а

$\lambda$ в мм	Полистирол				Плексиглас			
	$\eta$	$k$	$\epsilon$	$\operatorname{tg} \delta$	$\eta$	$k$	$\epsilon$	$\operatorname{tg} \delta$
4,18	1,594	0,001	2,54	0,0012	1,604	0,007	2,57	0,0087
3,13	1,594	0,002	2,54	0,0025	1,603	0,005	2,57	0,0062
2,51	1,593	0,001	2,54	0,0012	1,608	0,006	2,59	0,0075
1,79	1,593	0,002	2,54	0,0025	1,600	0,007	2,56	0,0087
		1,551				1,502		

$\lambda$ в мм	Парафин			
	$\eta$	$k$	$\epsilon$	$\operatorname{tg} \delta$
4,18	1,482	0,002	2,20	0,0027
3,13	1,483	0,001	2,20	0,0013
2,51	1,480	0,002	2,19	0,0027
1,79	1,483	0,001	2,20	0,0013
		1,439		

Результаты этих работ показывают, что, как и следовало ожидать из общетеоретических соображений, диэлектрическая проницаемость изученных здесь диэлектриков, поляризация которых обуславливается электронной

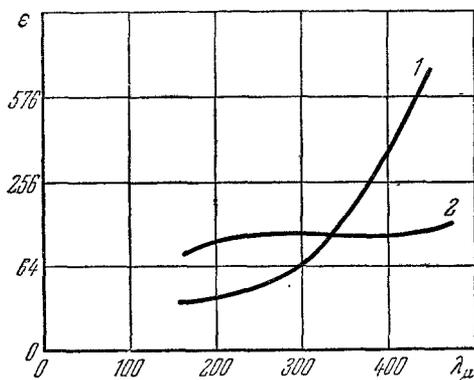


Рис. 2.

поляризуемостью, не зависит от частоты вплоть до длин волн порядка 1 мм, тангенс же угла диэлектрических потерь несколько повышен по сравнению с более длинными волнами. Значения  $\eta$  при миллиметровых волнах пре-

вышают значения  $n_D$ , что указывает на наличие у этих материалов дисперсии где-то в промежуточной области (при  $\lambda < 1$  м.м.).

Рассматривая вопрос об изучении электрических характеристик диэлектриков на волнах короче сантиметровых, следует упомянуть о работе Мейера<sup>6</sup>, в которой проведено измерение некоторых диэлектриков с очень высокой  $\epsilon$  (порядка нескольких тысяч) при длинах волн от 0,15 до 0,6 м.м. Метод, использованный в этой работе, уже типичен для инфракрасной спектроскопии (в качестве источника электромагнитных волн служила ртутная лампа высокого давления). Изучая некоторые диэлектрики, изготовленные на основе различных титанатов (в том числе и титаната бария), автор обнаружил (рис. 1, 2) очень сильное уменьшение  $\epsilon$  при этих длинах волн ( $\lambda = 0,15 + 0,6$  м.м.), что подтверждает полученные ранее результаты<sup>7</sup> для титаната бария при более длинных волнах ( $\lambda = 3,2 + 1,25$  см.).

*В. Сарафанов*

#### ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Gulshaw, Proc. Phys. Soc. **66**, 597 (1953).
2. УФН **52**, 173 (1954).
3. Talpey, L'onde électrique **319**, 561 (1953).
4. Books, Greig и др., J. Opt. Soc. Am. **43**, 1191 (1953).
5. Greig, Ferguson, J. Opt. Soc. Am. **40**, 504 (1950).
6. Meier, Ann. d. Phys. **19**, 26 (1953).
7. Powles, Jackson, Proc. IEE **96**, часть III, 383 (1949).

### ЭЛЕКТРОЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ ЛАМПЫ

Сравнительно недавно открытое и почти ещё не изученное явление электролюминесценции уже нашло себе практическое применение. В настоящее время налажен выпуск электролюминесцентных ламп, имеющих, правда, очень малую мощность, но обладающих целым рядом интересных особенностей, могущих сделать их полезными. Описанию этих особенностей, а также изложению немногочисленных имеющихся сведений о самом явлении электролюминесценции и посвящена реферируемая статья\*).

Явление электролюминесценции, свойственное некоторым фосфорам — в первую очередь сульфидам цинка, активированным медью, свинцом, хлоридами и магнием, — состоит в возникновении свечения при помещении фосфора в переменное электрическое поле. Наиболее интенсивное свечение наблюдается у фосфоров, активированных сравнительно большими количествами меди с малой примесью свинца. Свечение фосфоров этого типа имеет зелёный оттенок и состоит из двух довольно широких и налегающих друг на друга полос, захватывающих практически всю видимую область спектра, — голубой ( $\lambda_{\text{макс}} = 460$  м.м.) и зелёной ( $\lambda_{\text{макс}} = 520$  м.м.). Изменяя активатор, можно получить фосфоры со свечением самой разнообразной окраски — от синей до оранжевой. В частности, активирование магнием обуславливает появление новой полосы с центром при  $\lambda_{\text{макс}} = 590$  м.м. Относительная интенсивность полос зависит, с одной стороны, от концентрации активаторов и, с другой стороны, от частоты наложенного электрического поля (см. ниже). Интенсивность голубой компоненты увеличивается с частотой линейно, по крайней мере, до частот порядка 2,5 тыс. гц. Интенсивность зелёной компоненты также возрастает с частотой.

\*) К. Н. Butler, С. W. Jerome, J. C. Waymonth, Electrical Engineering **73**, № 6, 524 (1954).

той, но уже при малых частотах наблюдается постепенное уменьшение скорости возрастания, а при частотах около 1000  $\mu$  наступает насыщение (рис. 1). Это указывает на наличие двух различных по природе центров свечения с существенно различными временами, необходимыми для их активации. Тогда как для голубого свечения это время меньше  $5 \cdot 10^{-4}$  сек, для зелёного свечения оно близко к  $10^{-3}$  сек.

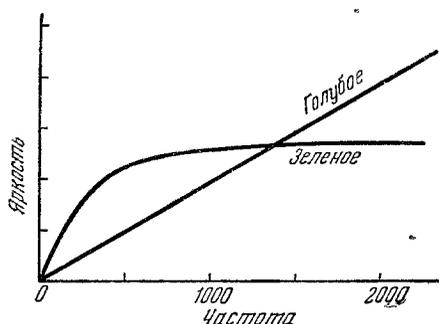


Рис. 1. Зависимость яркости голубого и зелёного свечения от частоты для лампы с зелёным фосфором.

ных вершинах одиночных иглообразных кристалликов. Свечение «контактного» типа интенсивнее, когда электрическое поле направлено перпендикулярно к плоскости контакта, свечение же иглообразных кристаллов интенсивнее, когда электрическое поле направлено вдоль их оси. По мере изменения направления поля интенсивность свечения быстро убывает. Это позволяет заключить, что электролюминесцентные «пятна» возникают в результате концентрации электрического поля в области свечения. Важно заметить, что (во всяком случае для свечения «контактного» типа) свечение наблюдается в течение только одного полупериода, причём яркость его достигает максимума, когда фаза приложенного напряжения приближается к  $\sim 50^\circ$ . При этом единичное «пятно» начинает светиться при некоторой минимальной амплитуде электрического поля и далее сила света единичного «пятна» возрастает с амплитудой линейно.

Сопоставление спектров электролюминесценции со спектрами других видов фосфоресценции тех же веществ показывает, что основное различие сводится к различию в механизме возбуждения, т. е. в способе передачи энергии от электрического поля к центрам свечения. В настоящее время механизм возбуждения электролюминесценции ещё не установлен. Наиболее правдоподобными представляются две гипотезы. Согласно одной из них возбуждение происходит в результате электронной бомбардировки. Электрон, освобождённый с донорного уровня (либо в результате теплового движения, либо под действием электрического поля), ускоряется в зоне проводимости электрическим полем. Приобретая достаточную кинетическую энергию, он возбуждает или ионизует центр свечения. Согласно второй гипотезе возбуждение центра свечения происходит непосредственно путём ионизации этого центра под воздействием электрического поля, переводящего (в результате туннельного эффекта) электрон с локального уровня (в центре свечения) в зону проводимости кристалла. В обоих случаях существенно, чтобы электрическое поле было переменным, т. е. зона проводимости «качалась», меняя направление наклона.

Наиболее веским возражением против названных гипотез является тот факт, что свечение начинается при сравнительно малых напряжённостях поля — 500—1500  $\text{в/см}$ . Однако, если положить, что всё поле, приложен-

В отличие от фотолюминесценции, возбуждаемой ультрафиолетом, электролюминесцентное свечение не захватывает всего объёма светящихся кристалликов, а происходит только в виде небольших ярких «пятен» (1—2  $\mu$  в диаметре) на их поверхности (особенно при умеренных напряжённостях электрического поля). При этом обнаруживаются «пятна» двух типов. Один из них соответствует контактам между двумя, повидимому, одинаковыми кристалликами, тогда как другой наблюдается на заострённых

ное к кристаллику, концентрируется в светящемся «пятне», скажем, «контактного» типа, то, учитывая размеры кристалликов (10—20  $\mu$ ), получим, что напряжённость поля в области «пятна» может достигать достаточно больших значений — до  $10^6$  в/см и более. Одна из возможностей для объяснения концентрирования поля в области «пятна» состоит в том, что контакт представляет собой в действительности *P—N*-контакт, действующий как выпрямитель. При соответствующем направлении поля падение потенциала в области контакта должно тогда приближаться к 100%.

Обратимся теперь к электролюминесцентным лампам. Они представляют собой конденсаторы с прозрачными электродами, заполненные люминофором. Форма и размеры ламп ограничены только технологическими условиями их изготовления и могут варьировать в очень широких пределах. Обычно они изготавливаются следующим образом. На лист электропроводящего стекла наносится тонкий слой порошкообразного люминофора, поверх которого напыляется тонкая плёнка алюминия. Эта плёнка в свою очередь покрывается слоем лака и обычным стеклом или пластмассой.

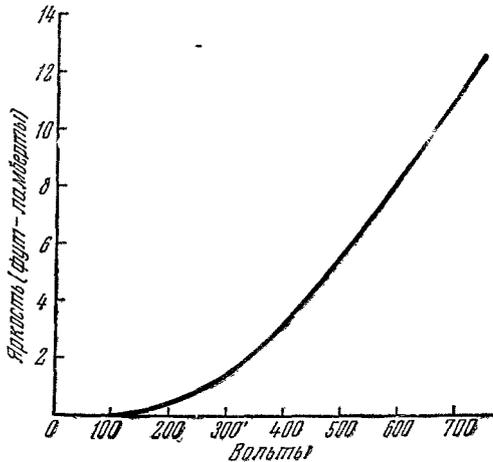


Рис. 2. Зависимость яркости свечения порошка фосфора от приложенного напряжения при частоте 60 *гц*.

В результате получается двумерный источник света достаточно большой площади и малой толщины (менее 6 мм). Выпускаемые лампы рассчитаны на работу при напряжении 120 или 600 в и частоте 60 *гц*, однако и амплитуда и частота приложенного напряжения могут быть существенно увеличены. Поскольку лампа образована множеством частиц люминофора, различающихся по форме, размерам и ориентации относительно поля, постольку электрооптические характеристики лампы оказываются усреднёнными и отличаются от характеристик отдельных частиц. Мы уже указывали, что для отдельной частицы свечение начинается с некоторого порогового значения амплитуды приложенного напряжения и яркость свечения растёт с амплитудой линейно. Зависимость яркости свечения от приложенного напряжения для лампы показана на рис. 2. Нелинейность обусловлена тем, что по мере роста напряжения происходит не только увеличение яркости свечения частиц, но и увеличение числа светящихся частиц. При напряжениях ниже 100 в свечение не исчезает, но становится слишком слабым, чтобы его яркость могла быть изображена в масштабе рис. 2.

Как явствует из рис. 2, увеличение приложенного напряжения влечёт за собой существенное увеличение яркости, практически ограничиваемое требованиями безопасности и возможностью пробоя. (Напомним, что яркость свечения определяется, собственно, не величиной приложенного напряжения, а напряжённостью поля.) Добавочное и весьма значительное усиление яркости может быть получено за счёт увеличения частоты. Это иллюстрируется рис. 3. При переходе от частоты 60 гц к частоте 4000 гц яркость

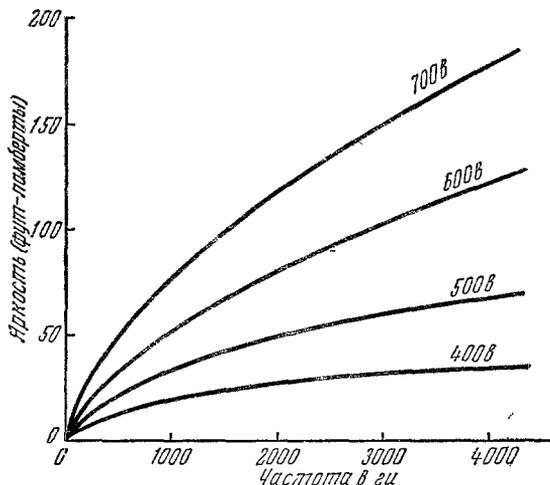


Рис. 3. Зависимость яркости свечения фосфора от частоты приложенного напряжения при различных его амплитудах.

возрастает более чем в 20 раз. Авторы отмечают, что препятствием для увеличения частоты является высокое сопротивление электропроводящего стекла, используемого в качестве прозрачного электрода (нормально около  $500 \text{ ом/см}^2$ ). При возрастании частоты возрастает ток, а следовательно, и тепловыделение в стекле, уменьшающее как жизнеспособность фосфора, так и яркость его свечения. Очевидно, здесь необходимы дальнейшие изыскания.

Зависимость яркости от частоты находит себе простое объяснение. На рис. 4 приведены одновременные осциллограммы свечения, тока и приложенного напряжения для типичной лампы при частоте 60 гц. Прежде всего обращает внимание то, что свечение появляется в виде «всплесков», происходящих во время возрастания напряжения, т. е. в начале каждого из полупериодов. Это объясняется тем, что порошок люминофора содержит частицы, ориентированные во всевозможных направлениях и, следовательно, «вспыхивающие» либо в начале первого, либо в начале второго полупериодов. С увеличением частоты увеличивается число «вспышек» в секунду, а следовательно, и интегральный световой выход.

Далее, из рис. 4 видно, что свечение, появляющееся только при изменении направления приложенного электрического поля, сопровождается увеличением тока, текущего через конденсатор. При этом ток и напряжения оказываются в фазе, т. е. конденсатор потребляет энергию. Зависимость светового выхода от потребляемой мощности показана на рис. 5, относящейся к лампе, работающей на частоте 60 гц при амплитуде напряжения до 600 в и имеющей площадь  $220 \text{ см}^2$ . Эффективность растёт с ростом

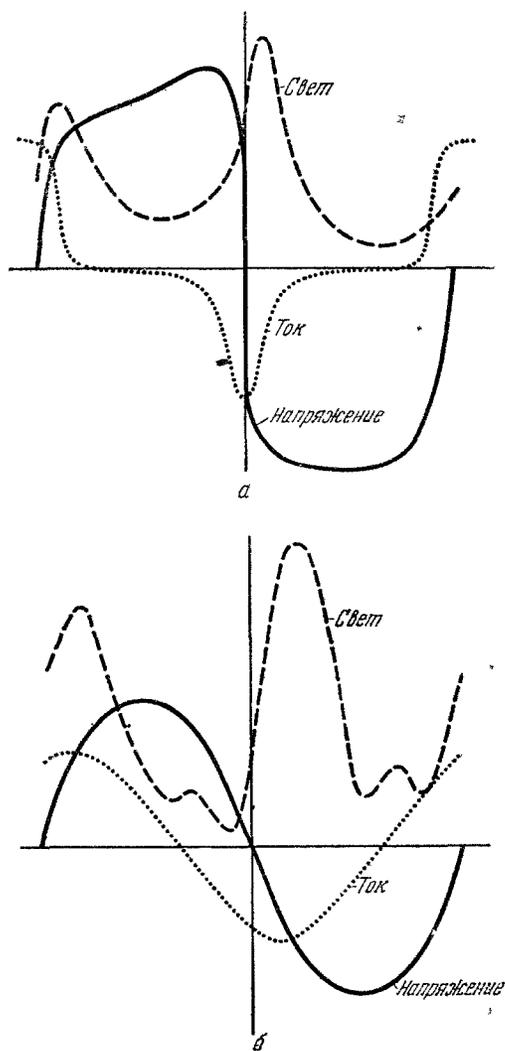


Рис. 4. Одновременные осциллограммы свечения, тока и приложенного напряжения. *a* — для почти прямоугольных импульсов; *б* — для синусоидального напряжения.

напряжения до 500 в, а затем вновь убывает. Максимальная эффективность составляет около 4, 24 люмена на ватт.

Важной особенностью электролюминесцентных ламп является их долговечность. На рис. 6 показана зависимость яркости лампы от времени её работы (в часах). Вначале яркость быстро возрастает, а затем, через несколько десятков часов, начинает медленно убывать по примерно экспоненциальному закону. Основная причина выхода ламп из строя — это электрический пробой. Поскольку пробой обуславливается кратковременными повышениями напряжения в сети и затем «залечивается», так что на месте пробы остаётся только чёрное пятнышко, постольку следствием пробоев является постепенное уменьшение яркости лампы. Но так как яркость убывает очень медленно, лампы могут служить очень долго — до 10 000 и более часов. В настоящее время лампы выпускаются трёх типов:

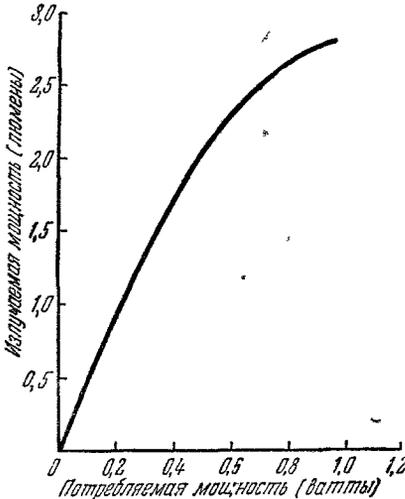


Рис. 5. Зависимость светового выхода типичной лампы с зелёным фосфором от потребляемой мощности.

1) 120 в 60 цг с яркостью около 0,1 фут-ламберта,

2) 600 в 60 цг с яркостью около 10 фут-ламбертов и

3) 600 в, рассчитанные на высокую частоту и имеющие яркость порядка 100 фут-ламбертов.

Лампы первого типа авторы рекомендуют применять для освещения циферблатов часов и шкал измерительных приборов, в качестве ночников и т. п. В частности, авторы отмечают возможность менять интенсивность свечения без изменения его цветности.

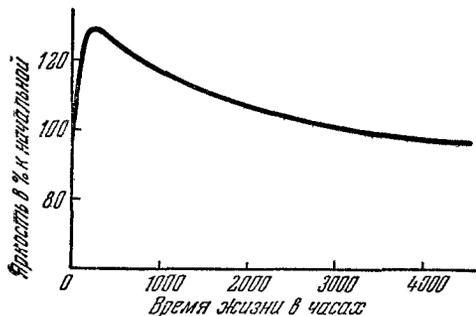


Рис. 6. Зависимость яркости свечения от времени жизни лампы (60 цг, 600 в).

Более мощные лампы могут быть применены для тех же целей, а также в качестве уличных сигналов, номеров домов, реклам и т. п.

Следует полагать, что своеобразные свойства этого нового источника света найдут себе многочисленные и важные применения, далеко выходящие за рамки, намеченные авторами статьи.

Г. Р.

## ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ЛАТЕКСА С ОДНОРОДНЫМИ ПО РАЗМЕРАМ ЧАСТИЦАМИ

Некоторое время назад мы уже сообщали читателям нашего журнала об изготовлении латекса с однородными по размерам сферическими частицами<sup>1</sup>. Тогда же мы указали, что, помимо предложенного авторами использования частиц латекса в качестве масштабных шариков для электронной микроскопии, это открывает интересные возможности в области исследования рассеяния света. Напомним, что доньше, по существу, теория Ми не была подвергнута количественной экспериментальной проверке именно ввиду невозможности получения монодисперсных коллоидов. С тех пор появился ряд работ, посвящённых изучению оптических свойств монодисперсных латексов. Наибольший интерес среди них представляет реферлируемая работа<sup>2</sup>, в которой авторы подвергли всестороннему исследованию латексы, диаметры частиц которых менялись от 0,1 до 1  $\mu$ .

Латекс представляет собой взвесь частичек полистирена или поливинилтолуола в воде. При высушивании небольшого количества латекса на поверхности стекла он образует плёнку (толщиной 3—4 мм), с поверхности которой может быть снята реплика, подвергаемая затем электронно-микроскопическому исследованию. Последнее показывает прежде всего исключительную однородность частиц по размерам.

В таблице I приведены результаты измерений размеров и стандартного отклонения от среднего размера для серии латексов (обозначенных латинскими буквами).

Таблица I

Латекс	Диаметр частиц в $\mu$	Стандартное отклонение от среднего в $\mu$	Число измерений	Латекс	Диаметр частиц в $\mu$	Стандартное отклонение от среднего в $\mu$	Число измерений
A	165	4	235	H	470	5	29
B	170	8	111	I	481	16	75
C	276	6	66	J	595	7	20
D	308	6	27	K	770	11	21
E	323	16	73	L	825	69	39
F	332	11	51	M	935	61	14
G	458	30	30	N	986	16	21

Измерения производились путём сравнения с репликой дифракционной решётки (30 000 штрихов на дюйм). Абсолютная ошибка в измерении диаметра частиц, связанная с инструментальными погрешностями, составляет около 5%. Стандартные отклонения обусловлены не только технологическими причинами, действующими при изготовлении латекса, но и

абберациями электронно-оптической системы. Таким образом, мы действительно встречаемся здесь с исключительными по монодисперсности коллоидальными системами. Далее, как показывают электронные микрофотографии, при высушивании частицы латекса образуют кристаллообразную решётку с плотной упаковкой. Если плёнку латекса подвергнуть нагреванию, то происходит процесс спекания и «кристаллическая» гранулированная плёнка постепенно превращается в сплошную.

Любопытно отметить, что «кристаллическая» плёнка распадается на большое количество кристаллизационных доменов с различным образом ориентированной «кристаллической» решёткой.

Показатель преломления поливинилтолуола равен (для  $D$ -линии натрия) 1,583, т. е. мало отличается от воды. Его плотность  $\rho = 1,030$ . Ввиду малости различия в показателях преломления для зависимости показателя преломления латекса от его концентрации  $c$  должна быть верна формула

$$\frac{dn}{dc} = (n_{\text{част}} - n_{\text{воды}})/\rho_{\text{част}} = 0,243. \text{ Измерения приводят к значению } 0,241.$$

Угловая зависимость интенсивности рассеяния в этом случае (для малых  $D$ ) определяется известным соотношением

$$I \sim f^2(q) = \left[ \frac{3}{q^3} (\sin q - q \cos q) \right]^2,$$

где

$$q = \frac{2\pi D}{\lambda} \sin \frac{\theta}{2},$$

$\theta$  — угол рассеяния,  $D$  — диаметр частиц и  $\lambda$  — длина волны в воде.

Если  $\frac{D}{\lambda} \ll 1$ , то дисимметрия рассеяния

$$\frac{I_{\theta}}{I_{180^{\circ}-\theta}} = 1 + \frac{(2\pi)^2}{5} \frac{D^2}{\lambda^2} \cos \theta.$$

Дисимметрия рассеяния измерялась на сильно разбавленных латексах (разбавление велось до тех пор, пока не исчезала зависимость диссимметрии от концентрации латекса). Результаты измерений для образца  $A$  (см. табл. I) приведены в таблице II. Измерения велись в свете зеленой линии ртути (546  $m\mu$ ).

Таблица II

Угол рассеяния $\theta$ (в градусах)	Диссимметрия $I_{\theta}/I_{180^{\circ}-\theta}$	$D/\lambda$	Угол рассеяния $\theta$ (в градусах)	Диссимметрия $I_{\theta}/I_{180^{\circ}-\theta}$	$D/\lambda$
40	2,83	0,395	60	1,97	0,395
45	2,67	0,405	70	1,64	0,405
50	2,43	0,398	80	1,26	0,390

Поскольку для воды  $\lambda = 410 m\mu$ , постольку средний диаметр частиц из этих измерений получается 164  $m\mu$  в превосходном согласии с данными таблицы I. Для латексов  $B$  и  $C$  соответствующие измерения привели к значениям 172 и 272  $m\mu$ .

Такие плёнки высушенного латекса обнаруживают резко выраженную направленность рассеяния. В таблице III приведены значения  $\theta$ , соответствующие первому максимуму рассеяния для различных латексов и длин волн (в воздухе), и вычисленные при их помощи диаметры частиц.

Таблица III

Латекс	$\lambda = 436 \text{ м}\mu$		$\lambda = 546 \text{ м}\mu$	
	$\theta^\circ_{\text{макс}}$	$D \text{ в м}\mu$	$\theta^\circ_{\text{макс}}$	$D \text{ в м}\mu$
<i>J</i>	52,2	603	—	—
<i>K</i>	39,1	790	50,1	803
<i>L</i>	35,2	861	46,2	864
<i>M</i>	33,1	910	43,0	912
<i>N</i>	30,2	(986)	39,4	(986)

Размеры частиц определялись по формуле

$$\sin \theta_{\text{макс}} = m \frac{\lambda}{D},$$

где значение  $m = 1,14$  было найдено из данных для латекса *N* с использованием значения  $D$ , приведённого в таблице I. Относительная ошибка определения  $D$  оценивается авторами около 1,5%, т. е. абсолютная ошибка составляет около 15 м $\mu$ . Этот метод применим, если  $D \gtrsim 490 \text{ м}\mu$ .

Авторы отмечают отличие значения  $m$  от получаемого для диффракции от щели и от круглого отверстия. Отметим также, что интенсивность рассеяния не обращается в нуль ни при каких углах. Авторы объясняют это взаимодействием частиц. Очевидно, это обстоятельство нуждается в более подробном изучении.

Весьма интересны наблюдения авторов, относящиеся к диффракции на кристаллической структуре высушенной плёнки латекса. Измерялось положение  $\theta_{\text{макс}}$  максимума рассеяния слоем в функции угла падения, освещающего слой пучка  $\left(\frac{\pi}{2} - \delta; \delta - \text{угол скольжения}\right)$ . Оказалось, что для всех латексов, для которых существует  $\theta_{\text{макс}}$ , имеет место линейная зависимость  $\theta_{\text{макс}}$  от  $\delta$ . В таблице IV сведены значения  $\theta_{\text{макс}}$ , экстраполированные к  $\delta = 0$ , для латекса *F* и различных  $\lambda$ .

Таблица IV

$\lambda \text{ в м}\mu$	$\theta_{\text{макс}}$	$D \text{ в м}\mu$
436	117,5	347
546	141,3	355
578	151,6	356

В таблице V сведены значения  $\theta_{\text{макс}}$ , экстраполированные к  $\delta = 0$  для различных латексов и  $\lambda = 436$  м $\mu$ .

Таблица V

Латекс	$\theta_{\text{макс}}^{\circ}$	$D$ в м $\mu$
<i>D</i>	134,6	298
<i>E</i>	126,3	320
<i>F</i>	117,5	347
<i>G</i>	94,6	472
<i>H</i>	95,1	468
<i>I</i>	92,8	487

В этих же таблицах указаны значения  $D$ , вычисленные из измерения  $\theta_{\text{макс}}$ . Размеры частиц определялись следующим образом. Допустим, что у нас имеется двумерная кристаллическая структура из плотно упакованных шаров диаметром  $D$ . Расстояние между соседними рядами шаров

$d = \frac{\sqrt{3}}{2} D$ . Тогда мы имеем двумерную дифракционную решётку, и условие максимума может быть записано в виде

$$\frac{m\lambda}{d} = \cos \delta - \cos (\theta - \delta),$$

где  $m$  — порядок спектра. При  $\delta \rightarrow 0$  для  $m = 1$  имеем:

$$D = \frac{\lambda}{\sqrt{3} \sin^2 \frac{\theta}{2}}.$$

Очевидно, что этот метод применим для частиц, размеры которых лежат в интервале (для  $\lambda = 436$  м $\mu$ )  $254 \ll D < 508$  м $\mu$ .

Авторы отмечают, что вследствие большой однородности частиц по размерам имеется возможность изготовления таким образом дифракционных решёток. Это может быть достигнуто путём металлизирования высушенной плёнки латекса или снятой с неё реплики. Преимущество такой решётки они видят в значительном ослаблении «духов» и растягивании спектра первого порядка на весь интервал углов (вследствие малости  $d$ ).

Вместе с тем авторы отмечают, что по неясным пока причинам дифракционный спектр оказался соответствующим двумерной структуре, тогда как в действительности плёнка имеет трёхмерную кристаллическую структуру и следовало бы ожидать выполнения условия Брэгга. Авторы полагают, что это может быть объяснено большим коэффициентом рассеяния частиц, вследствие чего эффективным оказывается только первый слой. Отметим, что значительный фон, наблюдаемый авторами, может быть объяснён многократным рассеянием.

Г. Розенберг

#### ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. УФН 39, 142 (1949).
2. A. Turner Jr., E. B. Bradford, J. W. Vanderhoff and G. Oster. IOSA 44, № 8, 603 (1954).
3. См., например, К. С. Ш и ф р и н, Рассеяние в мутных средах, Гостехиздат, 1951.

## МИГРАЦИЯ ЭНЕРГИИ В МОЛЕКУЛАХ БЕЛКА

Межмолекулярная миграция энергии в биологических системах установлена в целом ряде случаев. Критический обзор относящихся сюда данных можно найти в обстоятельной статье А. Н. Теренина<sup>1</sup>. Что же касается внутримолекулярной миграции энергии в молекулах биологического значения и прежде всего в белках, то имевшиеся до сих пор немногочисленные данные нельзя было считать особенно убедительными. В одном опыте<sup>2</sup> измерялся спектр инактивизации фермента уреазы. Последняя состоит из белковой компоненты и активной, так называемой протетической группы, причём спектры поглощения этих двух компонент отличаются друг от друга. Измерение спектра действия инактивизации показало, что он сходен со спектром поглощения, что означает, что квантовый выход не зависит от длины волны радиации. Эти данные рассматривались их авторами как доказательство перехода энергии, поглощаемой белком, к протетической группе, поскольку для инактивизации фермента должна быть поражена именно эта группа.

В двух других опытах<sup>3,4</sup> исследовался спектр диссоциации комплекса окиси углерода и белка. В более поздней работе<sup>4</sup> использовался комплекс  $\text{CO}_2$  — миоглобин. Фермент миоглобин состоит из белка и группы гемин. Окись углерода связывается с геминном и, следовательно, для диссоциации энергии должна быть передана этой группе. Оказалось (так же как в работе<sup>3</sup>), что в интервале поглощения излучения белком и геминном квантовый выход не зависит от длины волны.

Таким образом, можно было думать, что энергия, поглощаемая белком, передаётся гемину, в котором непосредственно и происходит акт диссоциации.

А. Н. Теренин и А. А. Красновский<sup>5</sup> указывали, что опыты по диссоциации комплекса фермент —  $\text{CO}_2$  не доказывают наличия миграции энергии электронного возбуждения от белка к гемину, так как энергия такой диссоциации настолько мала ( $\sim 15$  ккал) по сравнению с энергией поглощаемого кванта ( $\sim 90$  ккал), что диссоциация на самом деле может быть вызвана переходом части энергии электронного возбуждения в вибрационную энергию молекулы. Такой «внутренний разогрев» молекулы с переносом заметной доли энергии с одного места молекулы в другое особенно вероятен в молекулах, имеющих структуру, подобную структуре белковых молекул. По мнению указанных авторов, перенос квантовой энергии возбуждения без существенных потерь был бы доказан, если бы удалось обнаружить сенсibilизированную флуоресценцию фиксированной на белке молекулы под действием света, поглощаемого белком.

В реферируемой статье<sup>6</sup> сообщается о выполнении подобного опыта.

Объектом исследования служит голубой хромопротеид (соединение белка с хромофором) фикоциан.

Опыт сводился к исследованию спектра действия флуоресценции при облучении раствора фикоциана ультрафиолетовыми лучами в пределах от 254 до 405 м.μ. Сравнение этого спектра действия со спектром поглощения фикоциана показало, что в указанном интервале длин волн относительный квантовый выход флуоресценции с точностью до 10% не зависит от длины волны возбуждающего света. Раздельное снятие кривой поглощения белка и хромофора показало, что при 275 м.μ около 46% поглощения обусловлено белком и остальные 54% — хромофором. Белок совершенно не поглощает лучи с  $\lambda = 320$  м.μ.

Таким образом, полученные данные указывают, что лучи, поглощаемые белком, вызывают флуоресценцию с той же эффективностью, что и лучи, поглощаемые самим хромофором. Весьма важным является то обстоятельство, что полученные данные доказывают перенос больших порций энергии, которые во всяком случае не меньше энергии кванта красной флуоресцен-

ции фикоциана (максимум флуоресценции находится при  $610 \text{ м}\mu$ ). Весьма вероятно, что практически весь ультрафиолетовый квант переносится на хромофор, в котором и происходит конверсия в красный квант. С другой стороны, также возможно, что до хромофора доходит лишь часть энергии ультрафиолетового кванта. Представляет большой интерес выяснить, какая из этих возможностей имеет место. Однако этот вопрос не может быть решён на основании данных, получаемых в рассматриваемом опыте.

Л. Б.

#### ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. А. Н. Теренин, УФН 43, 347 (1951).
2. F. Kubowitz, E. Haas, Biochem. Zeits. 257, 337 (1932).
3. O. Warburg, Angew. Chem. 45, 1 (1932).
4. T. Bücher, J. Kaspers, Biochim. et Biophys. Acta 1, 21 (1947).
5. А. Н. Теренин, А. А. Красновский, УФН 37, 65 (1949).
6. T. Vannister, Arch. Biochim. and Biophys. 49, № 1, 222 (1954).

### «АКСИКОНОВАЯ» ОПТИКА

Термином «аксиконы» объединяется широкий класс оптических элементов, имеющих осевую симметрию и дающих множественные изображения точечного источника, располагающиеся вдоль оси элемента. Теория такого

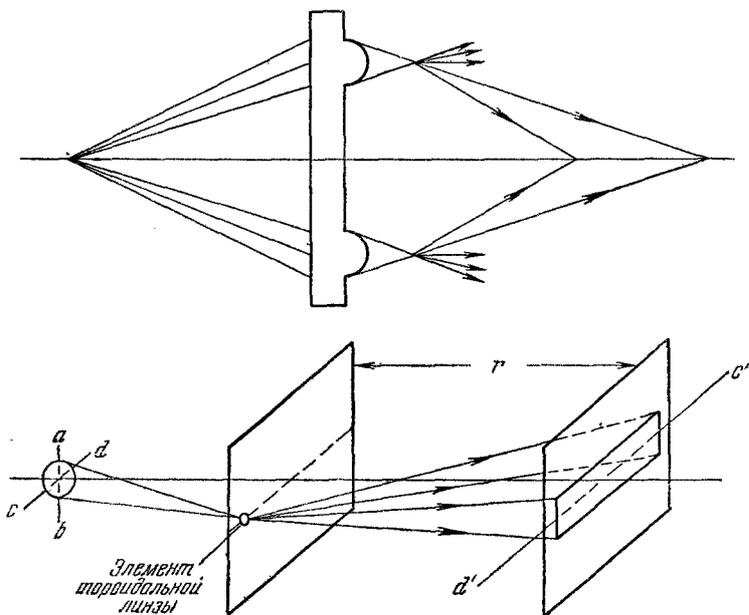


Рис. 1.

рода устройств ещё совершенно не разработана, за исключением некоторых частных случаев — скажем, зональной решётки. Вместе с тем они неоднократно применялись на практике. В реферируемой статье делает-

ся попытка выяснить некоторые общие свойства устройств этого типа и наметить пути их применения\*). Однако автор, по существу, ограничивается только «грубыми» аксиконами, в которых интерференционные явления не имеют значения, оставляя в стороне вопросы, связанные с аксиконами типа зональной решётки. Тем не менее статья представляет очевидный интерес, ибо направляет исследовательскую мысль в новое, ещё не изведанное русло.

Аксиконовая оптика представляет собой преломляющие или отражающие поверхности, образованные вращением вокруг оси некоторой, вообще говоря произвольной, кривой. Простейшим аксиконом является кольцевая диафрагма, нашедшая себе широкое применение как в фазовой микроскопии, так и в ряде других устройств. Набор таких кольцевых аксиконов образует, как известно, фазовую пластинку. Действие такого рода аксиконов существенно связано с дифракционными явлениями. Однако, как нетрудно видеть, наличие последних не является необходимым. В частности, циркулярное отверстие может быть заменено тороидальной линзой или тороидальной выемкой в прозрачной пластине. В этом случае действие аксикона будет обусловлено не дифракцией, а преломлением. Точно так же, если на стеклянный диск нанести циркулярные царапины (скажем, при помощи наждачной бумаги), то получится некоторый аналог зональной пластинки, но дифракция будет заменена здесь рассеянием на царапинах.

Для того чтобы выяснить принцип действия аксиконов, рассмотрим элемент длины тороидальной линзы, на оси которой располагается малый светящийся диск  $abcd$  (рис. 1). Элементарная цилиндрическая линза проектирует этот диск на экран в виде светлой полосы  $c'd'$ , размеры которой определяются размерами источника  $abcd$ , свойствами линзы и расстоянием до экрана. Однако такая светлая полоса пересекает ось линзы в некотором интервале расстояний  $r$  от  $r_{\min}$  до  $r_{\max}$ . Различные элементы тороидальной линзы будут образовывать полосы, имеющие различные направления, но также пересекающие ось в том же интервале расстояний  $r$ . Совокупное действие всех элементов сведётся к взаимному наложению светлых полос, т. е. их взаимному усилению в окрестности оси. В результате вдоль оси на участке от  $r_{\min}$  до  $r_{\max}$  получится ярко освещённая область (столб) — изображение источника, окружённое значительно слабее освещённой областью полутени. Поперечные размеры изображения определяются шириной полосы, даваемой одним элементом длины линзы, т. е. прямым проектированием размера  $ab$  на экран относительно элемента линзы как точечного отверстия.

Аналогичным будет действие и аксиконов других типов, показанных на рис. 2. Таким образом, наиболее существенным для действия аксиконов является то, что они представляют собой фигуры вращения.

Отметим, что освещённость полосы, создаваемой одним элементом аксикона, меняется по её ширине пропорционально длине соответствующего сечения источника. Поэтому яркость изображения убывает от центра к периферии.

Особенностью аксикона является то, что, одновременно с набором действительных изображений источника на оси, он образует кольцообразное мнимое изображение источника, причём положение и размеры этого кольцообразного изображения зависят от формы аксиконной поверхности. Нетрудно убедиться, что освещённость на оси, в некоторой точке  $P$  (рис. 3), пропорциональна  $2\pi RTB$ , где  $B$  — яркость источника,  $R$  — угловой радиус его кольцообразного изображения и  $T$  — угловая ширина этого изображения, если оно рассматривается из точки  $P$ . Отсюда следует, что освещённость изображения на оси (в точке  $P$ ) убывает обратно пропорцио-

\* ) J. H. McLeod, JOSA 44, № 8, 592 (1954).

нально расстоянию точки  $P$  от кольцеобразного изображения источника. Вместе с тем освещенность возрастает по мере возрастания углового увеличения кольцевого изображения источника.

Если размеры изображения источника превышают размеры дифракционного кружка, то угловая ширина  $T$  кольцевого изображения, а следовательно, и освещенность изображения в  $P$ , пропорциональна диаметру источника. Этот вывод, как утверждает автор, проверен экспериментально.

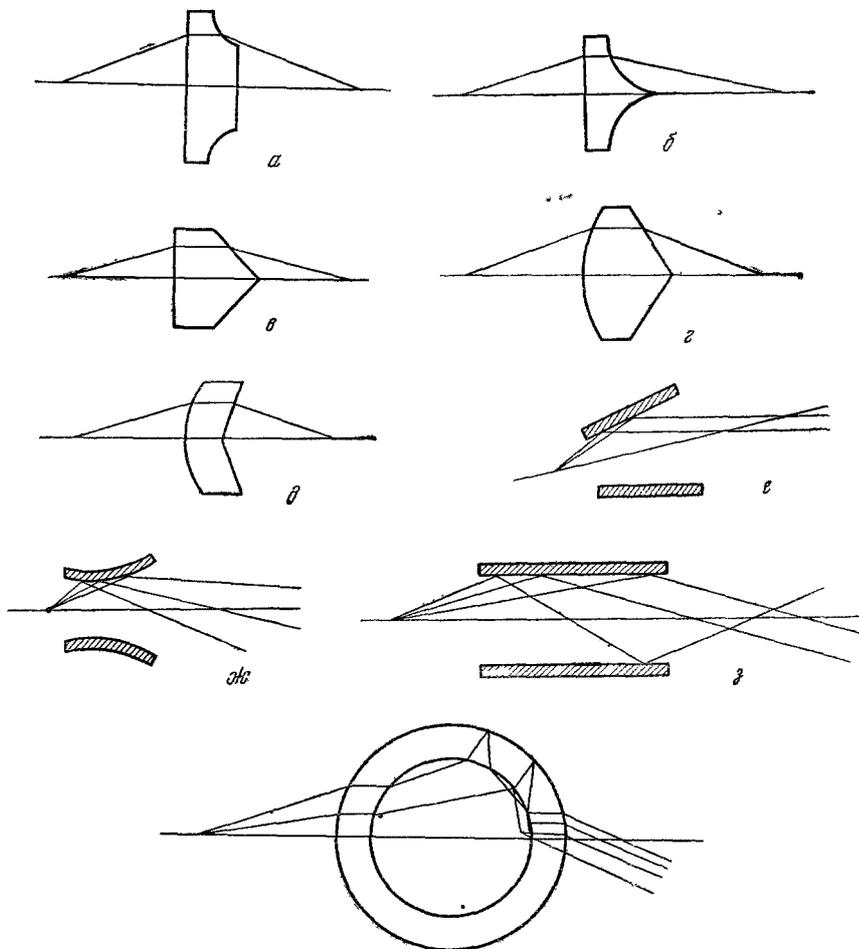


Рис. 2.

В случае, если размеры изображения меньше размеров дифракционного кружка, то, как указывает автор, следует ожидать пропорциональности освещенности в точке  $P$  третьей степени диаметра источника.

Наиболее простым с точки зрения изготовления и, по мнению автора, наиболее перспективным из аксиконов является конус с прямолинейными

образующими (см. рис. 3). Изображение, даваемое конусом, простирается от нуля до некоторого максимума, определяемого как размерами конуса, так и положением источника. Это изображение (исключая его конец) свободно от хроматической аберрации. Если источник находится в бесконечности, то освещённость изображения не зависит от положения точки  $P$ . Вместе с тем размеры изображения увеличиваются по мере удаления от конуса, в связи с чем увеличивается и полное количество энергии, собираемое в изображении.

Диффракционные явления сказываются только в том случае, если конус выполнен достаточно тщательно. При этом диффракционная картина,

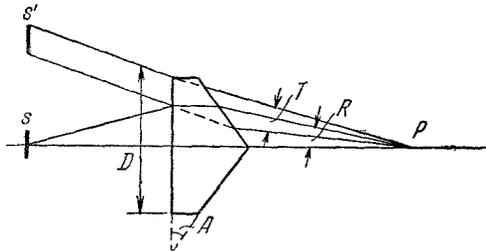


Рис. 3.

окружающая изображение, оказывается очень отчётливой и наблюдается на исключительно больших расстояниях, измеряемых многими метрами.

На рис. 4 показана оптическая схема зрительной трубы с объективом из двух конусных аксиконов и обыкновенным линзовым окуляром. Наличие второго аксиконового конуса ведёт к изменению углового диаметра  $R$  кольцевого изображения от  $\beta$  к  $\gamma$ , но не связано с изменением угловой толщины  $T$  этого изображения (если бы на месте второго аксиконов была линза, то  $T$  изменилось бы пропорционально  $R$ ). Поэтому в отличие от линзового объектива уменьшение освещённости пропорционально не квадрату, а первой степени линейного увеличения второго аксиконов. Авторы сообщают, что этот вывод подтверждён экспериментально.

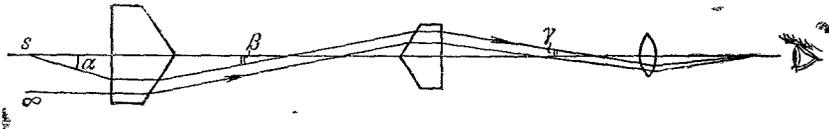


Рис. 4.

Если оба аксиконов одинаковые, то угловое увеличение, даваемое такой системой двух аксиконов, всегда равно единице независимо ни от расстояния до объекта, ни от расстояния до точки наблюдения — входящие и выходящие лучи параллельны друг другу. Однако при слишком больших расстояниях до источника (в одном из случаев около 6 м) изображение вырождается вследствие влияния вершины конуса. Поле зрения при всех расстояниях от объекта составляет около 2 мм.

Особенностью зрительной трубы с коническим аксиконом вместо объектива является возможность одновременного видения нескольких источников, находящихся на оси на различных расстояниях.

Конический аксиконов может быть использован также в качестве проектора. Для этого источник света следует поместить близ наибольшего

фокусного расстояния аксиконового объектива. При этом будет получаться изображение в виде тонкого столба, тянущегося в бесконечность. Если использовать один аксикон, то изображение будет иметь вблизи очень малое сечение, постепенно увеличивающееся с расстоянием. При двух одинаковых аксиконах сечение изображения не будет меняться с расстоянием, но будет вырождаться при расстояниях, превышающих некоторый предел. Однако если два конических аксикона мало отличаются друг от друга, причём аксикон, расположенный ближе к источнику, имеет больший угол при вершине, то луч может простирается на большие расстояния, лишь слабо возрастая в сечении.

Если коническая или плоская поверхности стеклянного конического аксикона металлизированы, то источник и его изображение могут быть совмещены при помощи полупрозрачного зеркала или зеркала с отверстием (рис. 5) при любых расстояниях от аксикона. При этом размеры

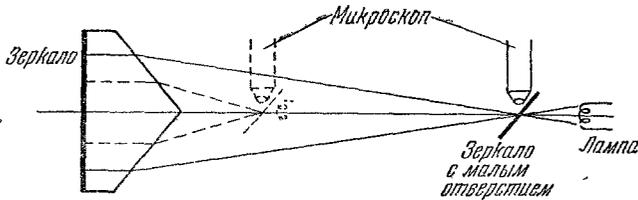


Рис. 5.

дифракционной картины также не зависят от расстояния. Освещённость изображения обратно пропорциональна первой степени расстояния вследствие того, что угловой диаметр кольцевого изображения остаётся постоянным и от расстояния зависит только его угловая толщина. Изображение, получаемое при помощи конического отражательного аксикона диаметром 8,75 см с максимальным фокусным расстоянием 18 м могло во всём этом интервале расстояний быть локализовано с точностью до 1—2 длин волн. Подобно обычному автоколлиматору такое устройство можно использовать для фиксирования перпендикулярности зеркала к направлению луча.

Как явствует из сказанного, аксиконовая оптика обладает рядом интересных особенностей, заслуживающих внимания и могущих оказаться полезными при решении некоторых оптических задач. Вместе с тем очевидно, что прежде чем она сможет найти себе применение, необходимы обширные исследования и создание отсутствующей пока полноценной теории. Теоретические же соображения, развиваемые автором, носят исключительно примитивный и грубо качественный характер. Следует отметить, что автор обходит молчанием целый ряд важнейших применений аксиконовой оптики, в частности, например, отражательных полых конусов и сфер типа показанных на рис. 2, е, ж, з, и, отражательных конусов для рассматривания внутренних сферических поверхностей и, главное, всех устройств типа зональной пластинки.

Без рассмотрения всех этих разнообразных устройств с единой точки зрения вряд ли можно ожидать серьёзных успехов. Однако уже сам факт пробуждения интереса к устройствам подобного типа заслуживает внимания.

Р. Г.