

# СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫЕ СЧЕТЧИКИ БОЛЬШИХ ПЛОЩАДЕЙ

## 1. ПРОПОРЦИОНАЛЬНЫЕ СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫЕ СЧЕТЧИКИ

Б. Б. Говорков, В. С. Чукин

ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ им. П. Н. ЛЕБЕДЕВА  
АН СССР

## АННОТАЦИЯ

В работе дан обзор свойств пропорциональных сцинтилляционных счетчиков большой площади (ССБП). Подробно рассматриваются вопросы сбора света в сцинтилляторах, различные типы световодов и вещества для оптических контактов. Показано, что при использовании витых полосовых световодов в ССБП можно получить однородность  $\pm 5\%$  и энергетическое разрешение  $\pm 13\%$ .

## ABSTRACT

A review of properties of Large Area Scintillation Counters. The questions of light collection in scintillators, different types of light guides and matters for the optical contact are considered. The use of twisted strip light guides allows us to receive the uniformity  $\pm 5\%$  and the energy resolution  $\pm 13\%$ .

## 1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время к сцинтилляционным счетчикам большой площади (ССБП) условно относят счетчики с площадью большой грани сцинтиллятора  $S \geq 0,1 \text{ м}^2$  и сбором света со стороны малой грани [1, 2]. Ограничение  $S \geq 0,1 \text{ м}^2$  в какой-то мере связано с энергиями частиц, достигнутыми и освоенными на ускорителях. На синхротронах с энергиями в сотни мегаэлектронвольт ССБП считались детекторы с  $S \sim 0,01 \text{ м}^2$  [3—6]. При переходе в область энергий 1—10 Гэв поперечные размеры сцинтилляторов увеличились до 0,05—0,1 м<sup>2</sup> [1, 2, 7—11]. Для энергий в десятки и сотни гигаэлектронвольт поперечный размер детекторов возрастает до 1—10 м<sup>2</sup>.

Резкая зависимость от поперечного передаваемого импульса сечений процессов с участием частиц высоких энергий, увеличение ионизационных пробегов и длин распада частиц с ростом энергии приводят к характерной вытянутости экспериментальных установок в направлении пучков первичных частиц современного ускорителя. С другой стороны, уменьшение сечений взаимодействия с энергией (например, сечение процесса перезарядки  $\pi^-p \rightarrow \pi^0n$  изменяется пропорционально  $1/p$  [12], где  $p$  — импульс  $\pi$ -мезона) и множественностью частиц требует создания установок с высокой геометрической эффективностью (с 2л-геометрией). Удовлетворить одновременно требованиям осевой вытянутости и высокой геометрической эффективности возможно лишь при использовании в экспериментах детекторов с достаточно большими поперечными размерами. Например, на Серпуховском протонном ускорителе Института физики высоких энергий на энергию 76 Гэв экспериментальные установки, использующие методы ядерной электроники, характеризуются протяженностью 50—100 м и площадями детекторов 1—5 м<sup>2</sup>.

В таких установках ССБП применяются: 1) для установления факта прохождения заряженной частицы через сцинтиллятор (непропорциональные сцинтилляционные счетчики); 2) для измерения удельных потерь энергии частиц  $dE/dx$ , прошедших через счетчик (пропорциональные счетчики); 3) для измерения времен пролета  $t$  частиц между счетчиками и измерения координаты попадания частиц в счетчик (временные сцинтилляционные счетчики); 4) для определения вида частиц, их энергий и других характеристик при работе ССБП в составе различного рода «сэндвичей».

Содержание данного обзора составляет рассмотрение некоторых физических свойств пропорциональных сцинтилляционных счет-

чиков больших площадей. В обзоре не рассматриваются вопросы, связанные с электроникой сцинтилляционных счетчиков, во-первых, ввиду наличия по данному предмету литературы (см., например, [13, 14]), а во-вторых, большую часть электроники, требуемой для ССБП, следует приобретать в виде готовой промышленной продукции.

## II. ПРОПОРЦИОНАЛЬНЫЕ СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫЕ СЧЕТЧИКИ

### 1. ОБЩИЕ ЗАМЕЧАНИЯ

В пропорциональных сцинтилляционных счетчиках амплитуда импульса  $A$  пропорциональна количеству фотонов  $N_0$ , испущенных в сцинтилляции:

$$A = kN_0, \quad (1)$$

и не зависит от положения люминесцентной вспышки в сцинтилляторе. В данном определении мы абстрагируемся от вида частиц и природы сцинтиллятора. Как известно [15—17], коэффициент пропорциональности  $k$  определяется произведением коэффициента светосбора ( $k_1$ ), квантового выхода фотокатода ( $k_2$ ), усредненного по его поверхности, и коэффициента усиления ФЭУ ( $k_3$ ):  $k = k_1 k_2 k_3$ . Наибольшее влияние на неоднородность сцинтилляционного счетчика оказывает зависимость коэффициента светосбора  $k_1$  от положения сцинтилляционной вспышки. Количественно однородность ССБП принято характеризовать коэффициентом неоднородности амплитуды  $x_m$ , соответствующей максимуму амплитудного спектра:

$$\Delta x_m = \pm \frac{(x_m)_{\text{макс}} - (x_m)_{\text{мин}}}{(x_m)_{\text{макс}} + (x_m)_{\text{мин}}}, \quad (2)$$

где  $(x_m)_{\text{макс}}$  и  $(x_m)_{\text{мин}}$  — наибольшее и наименьшее значение амплитуды  $x_m$  при облучении различных точек сцинтиллятора монохроматическими частицами. Аналогично определяется коэффициент неоднородности наиболее вероятной амплитуды ( $\bar{x}$ ) спектра  $\Delta \bar{x}$ . Кроме того, из измерений  $x_m$  и  $\bar{x}$  для различных точек сцинтиллятора обычным образом определяются дисперсии  $D(x_m)$  и  $D(\bar{x})$ . Параметры  $\Delta x_m$  и  $\Delta \bar{x}$  представляют наглядную оценку наибольшей возможной неоднородности. Значения  $\Delta x$  и  $D(x)$  вместе дают полное и точное описание однородности собирания света в счетчике.

Кроме коэффициента  $k$  пропорциональные счетчики характеризуются энергетическим разрешением. В настоящее время в качестве определения энергетического разрешения ССБП принимается отношение полной ширины на половине высоты  $\Delta$  (ПШПВ) пика амплитудного спектра к амплитуде, соответствующей максимуму:

$$\delta = \Delta / x_m. \quad (3)$$

При этом подразумевается, что амплитудный спектр измеряется при прохождении релятивистских частиц через среднюю точку счетчика перпендикулярно к наибольшей грани и что  $x_m$  линейно зависит от энергии частицы. Часто энергетическое разрешение характеризуется отношением стандартного отклонения  $\sigma(x)$  к среднему значению  $x$ .

Энергетическое разрешение ССБП в основном определяется флюктуациями ионизационных потерь энергии частицы в сцинтил-

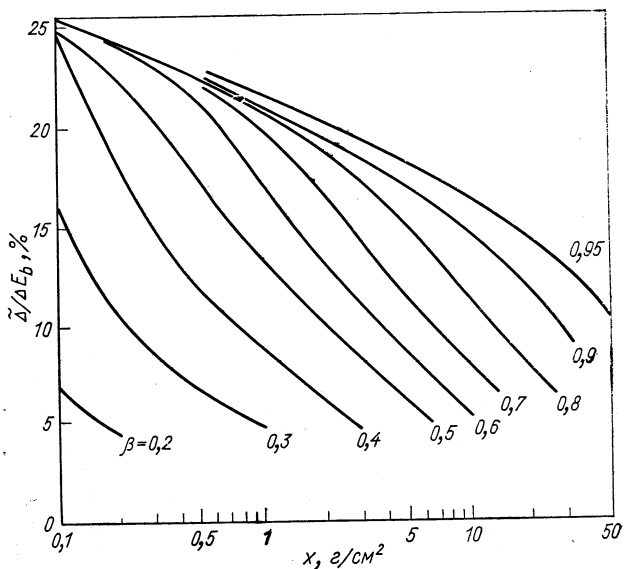


Рис. 1. Зависимость полуширины спектральной кривой ионизационных потерь  $\tilde{\Delta}/\Delta E_B$  от толщины органического сцинтиллятора  $x$  для различных скоростей частиц  $\beta$ .

ляторе, которое соответствует распределению Ландау [18], и флюктуациями числа фотоэлектронов с фотокатода ФЭУ. Для оценок на рис. 1, приведенном из работы [17], дана зависимость отношения полуширины распределения ионизационных потерь  $\tilde{\Delta}$  к наиболее вероятной потере  $\Delta E_B$  от толщины органического сцинтиллятора для различных скоростей однозарядных частиц. При конструировании пропорционального счетчика следует обеспечить такие условия, при которых неопределенность амплитуды за счет неоднородности светосбора меньше размытия, обусловленного флюктуациями ионизационных потерь. Улучшить энергетическое разрешение установки, определяемое флюктуациями  $dE/dx$ , можно в  $\sqrt{n}$  раз сверткой амплитудных распределений от  $n$  однородных пропорциональных счетчиков.

Чтобы оценить флуктуации числа фотоэлектронов, необходимо знать  $N_0$ , т. е. число фотонов в люминесцентной вспышке. Количество фотонов  $N_0$  рассчитывается из наиболее вероятных потерь энергии  $\Delta E_B$  частицы в сцинтилляторе [отметим, что для релятивистских электронов  $\Delta E_B \approx 2 M\beta/(c/\text{см}^2)$ ], энергетического выхода люминесценции  $\eta = \Delta E_C/\Delta E_B$ , где  $\Delta E_C$ —энергия вспышки и спектрального распределения света люминесценции. Для промышленных пластических сцинтилляторов («N.E.», «Pilot», «Philips» и др.) средняя длина волны сцинтилляционного пика составляет  $\bar{\lambda}_c = 420\text{—}440$  нм, а полуширина  $\Delta\lambda_c = 50\text{—}80$  нм. Величину  $N_0$  можно оценить, если ввести среднюю энергию фотонов вспышки  $\bar{E}_\phi$ , тогда  $N_0 = \Delta E/\bar{E}_\phi$ . Отметим, что при образовании одного фотона с длиной волны 420 нм в сцинтилляторе из полистирола, активированного  $p$ -терфенилом и  $\alpha$ -NPO, релятивистской частицей затрачивается энергия 170—180 эв.

## 2. ОПТИКА СЦИНТИЛЛЯТОРА

**Конусы выхода.** При рассмотрении прохождения заряженных частиц через сцинтилляционный счетчик обычно предполагается, что: а) в любой точке сцинтиллятора свет люминесценции испускается изотропно; б) сцинтиллятор гомогенен и изотропен; в) отношение минимального размера сцинтиллятора к наибольшей длине волны излучения люминесценции очень велико. Последнее предположение оправдывает использование понятий геометрической оптики при рассмотрении процесса прохождения света через сцинтиллятор. Поскольку в сцинтилляторе ССП световые лучи широко расходятся, то линзовая оптика не подходит для оценки светосбора. В этом случае следует использовать концепцию «конусов вылета» [19—21]. Для получения однородного сбора света во всем объеме сцинтиллятора, необходимо, чтобы доля света, который захватывается в режим полного внутреннего отражения, не зависела от положения люминесцентной вспышки. Как было показано в работах [3, 19], единственной геометрической формой, в которой реализуется такая возможность, служит прямоугольный параллелепипед. Действительно, из любой точки идеально полированного и абсолютно прозрачного сцинтиллятора в форме прямоугольного параллелепипеда свет люминесценции может выходить только через шесть конусов с общей вершиной в этой точке и с углом при вершине, равным  $2\varphi_k$ , где  $\varphi_k$  — угол полного внутреннего отражения на границе сцинтиллятор—воздух.

Остальной свет захватывается в режим полного внутреннего отражения (ПВО). Для иллюстрации на рис. 2 показаны шесть конусов выхода. Следует уточнить, что не весь свет, который заключен в конусах вылета, выйдет из сцинтиллятора при первом взаимодействии с гранями. Вероятность отражения лучей с  $\varphi < \varphi_k$  рассчитывается по формулам Френеля (например, для сцинтиллятора

с  $n = 1,58$  и луча с  $\varphi = \varphi_k - 0,5^\circ$  вероятность отражения составляет величину 0,455). Однако если даже такой луч отразится от плоскости сцинтиллятора, то он вновь под тем же углом попадет на противоположную плоскость и т. д. В результате нескольких последовательных взаимодействий с гранями луч с  $\varphi < \varphi_k$  с большой вероятностью покинет объем сцинтиллятора. (Для рассмотренного примера вероятность выхода луча для шести взаимодействий составляет 99%.) Это служит обоснованием использования концеп-

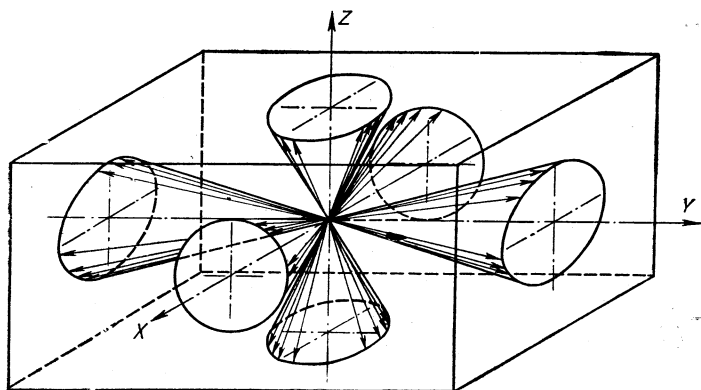


Рис. 2. «Конусы выхода» света из прямоугольного параллелепипеда с  $n > \sqrt{2}$ .

ции «косинусов вылета» для описания процессов распространения света в сцинтилляторе. В дальнейшем для простоты будем предполагать, что для фотона с  $\varphi < \varphi_k$  вероятность выйти из сцинтиллятора равна единице.

Рассмотрим зависимость доли света, захваченной в режим ПВО,  $F = \Omega_{\text{ПВО}}/4\pi$ , от показателя преломления  $n$  для ряда конкретных случаев.

а. Для прямоугольного параллелепипеда в зависимости от  $n$  сцинтиллятора величина  $F$  разбивается на три интервала [19]:

$$\begin{aligned} \text{для } n \leq 1,225 & \quad F \equiv 0; \\ \text{для } n \geq 2 = 1,414 & \quad F = 3 \cos \varphi_k - 2; \\ \text{для } 1,225 \leq n \leq 1,414 & \quad F = 3 \cos \varphi_k - 2 + \frac{3}{\pi} \Omega_{\text{п.к}}, \end{aligned}$$

где  $\Omega_{\text{п.к}}$  — телесный угол, общий для двух перекрывающихся конусов:

$$\Omega_{\text{п.к}} = 4 \left[ \arctg(\sin^2 \varphi_k - \cos^2 \varphi_k)^{1/2} - \cos \varphi_k \arctg \frac{(\sin^2 \varphi_k - \cos^2 \varphi_k)^{1/2}}{\cos \varphi_k} \right]. \quad (4)$$

б. Для бесконечных плоскопараллельных пластин при  $n > 1$   $F = \cos \varphi_k$ . Величины  $F(n)$  для параллелепипеда (кривая 1) и для бесконечных плоских параллельных пластин (кривая 2) приведены на рис. 3.

в. Для параллелепипедов, у которых сбор света осуществляется через одну из граней

$$F = (3\cos \varphi_k - 2) + \frac{(1 - \cos \varphi_k)}{2} = \frac{1}{2}(5\cos \varphi_k - 3). \quad (5)$$

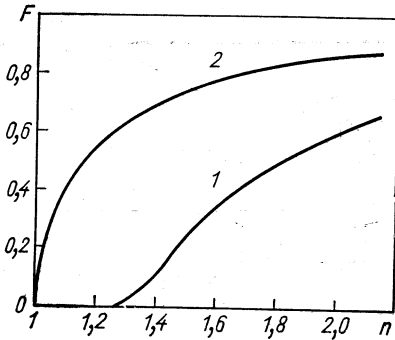


Рис. 3. Зависимость доли света люминесцентной вспышки, захватываемой в режим ПВО, для прямоугольного параллелепипеда (кривая 1) и для бесконечных плоскопараллельных пластин (кривая 2), от показателя преломления  $n$ .

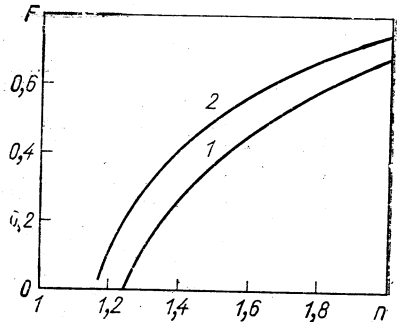


Рис. 4. Зависимость доли света люминесцентной вспышки, собираемой через одну (кривая 1) или две (кривая 2) грани прямоугольного параллелепипеда, от  $n$ .

При этом подразумевается, что весь свет, захваченный в режим ПВО, рано или поздно попадает через собирающую плоскость на фоточувствительный слой. Кроме того, предполагается, что сцинтилляция происходит на расстоянии  $r \geq D \operatorname{tg} \varphi_k$  от фоточувствительного слоя, где  $D$  — диагональ выходной стороны параллелепипеда [3]. Это условие необходимо для того, чтобы вклад конуса выхода, который направлен в сторону собирающей поверхности, был независим от положения сцинтилляционной вспышки. Практически это условие определяет длину световода от сцинтиллятора до фотокатода умножителя.

г. Для параллелепипеда с двумя противоположно расположенными собирающими гранями (или одной собирающей, а второй зеркально отражающей)

$$F = 2\cos \varphi_k - 1. \quad (6)$$

Зависимость  $F(n)$  для (5) и (6) приведена на рис. 4. Для пластического (жидкостного) сцинтиллятора  $n = 1,58$ , поэтому светосбор для случая «г» превосходит светосбор для случая «в» всего в 1,3 раза. Если в параллелепипеде грань, противоположную грани, через



которую собирается свет, сделать абсолютно черной, то только тогда светосбор в случае «в» будет в два раза меньше, чем в случае «г» [22, 23].

**Расчет сбора света в сцинтилляторе большой площади со стороны малой грани.** Подробные вычисления оптической эффективности ССБП выполнены в работах [3, 1]. Ниже приведен расчет светосбора в сцинтилляторе большой площади  $L \times L$  толщиной  $d$ , к собирающей грани которого на оптическом контакте присоединен световод в виде  $M$  полос шириной  $l$ . Как будет показано в последней части обзора, ССБП с такими световодами обладают наилучшими характеристиками.

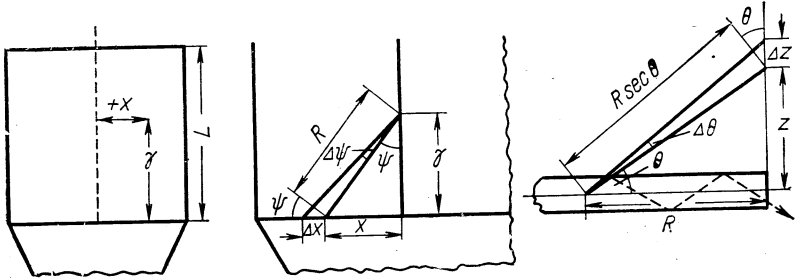


Рис. 5. Система координат для вычисления светосбора.

Итак, пусть в точке  $P(x, y)$  сцинтиллятора произошла вспышка, в результате которой было изотропно испущено  $N_0(\lambda)$  фотонов с длиной волны в интервале  $[\lambda, \lambda + d\lambda]$ . Рассчитаем долю света, которая попадает в  $m$ -й световод. Для этого необходимо знать спектральное распределение света люминесценции, спектры поглощения сцинтиллятора, световода и вещества, обеспечивающего оптический контакт между сцинтиллятором и световодом.

Обозначим координаты  $x, y$  и углы светового луча  $\theta, \varphi$  (рис. 5). Предположим, что ширина световода  $l$  мала и составляет  $l = \Delta x$ . Число фотонов, которые достигают элемента  $\Delta x \Delta z$  выходной грани сцинтиллятора из точки  $xy$  без отражений от верхней и боковых граней,

$$d^2 N_0(\lambda) d\lambda = \frac{N_0(\lambda) d\lambda d\Omega}{4\pi} = \frac{N_0(\lambda) d\lambda}{4\pi} \frac{\Delta x \cos \varphi \Delta z \cos \theta}{(R/\cos \theta)^2}, \quad (7)$$

так как  $R = y/\cos \varphi$ , то получаем

$$\frac{d^2 N_0(\lambda) d\lambda}{\Delta x} = \frac{N_0(\lambda) d\lambda}{4\pi} \cdot \frac{\cos^3 \varphi \cos^3 \theta \Delta z}{y^2}. \quad (8)$$

При заданном  $x$  проведем интегрирование по  $z$ :

$$\begin{aligned} \frac{dN_0(\lambda) d\lambda}{\Delta x} &= \frac{N_0(\lambda) d\lambda}{2\pi} \int_0^z \frac{\cos^3 \varphi \cos^3 \theta dz}{|y^2|} = \\ &= \frac{N_0(\lambda) d\lambda}{2\pi} \int_0^{\theta_k} \frac{\cos^2 \varphi \cos \theta d\theta}{y} = \frac{N_0(\lambda) d\lambda}{2\pi} \frac{\cos^2 \varphi \sin \theta_k}{y}, \end{aligned} \quad (9)$$

где  $\theta_k = \varphi_k$  — угол полного внутреннего отражения. Кроме вклада (9) необходимо учитывать вклад лучей, которые идут из точки  $P$  в верхнюю полуплоскость, отражаются от верхней грани и попадают

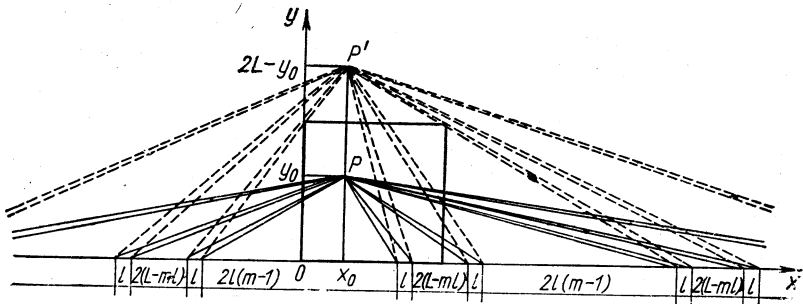


Рис. 6. Вклады световых лучей из действительного  $P$  и мнимого  $P'$  источников в  $m$ -й световод шириной  $l$ .

в элемент  $\Delta x \Delta z$  выходной грани. Кроме того, учтем вклады лучей, направленных к боковым стенкам. Отразившись от стенок, эти лучи также могут попасть на собирающую поверхность. Учет лучей, направленных в верхнюю полуплоскость, производится введением точечного источника  $P'$  с координатами  $x, y' = 2L - y$  (рис. 6), который служит зеркальным изображением источника  $P$  относительно верхней грани сцинтиллятора. Определим пределы интегрирования по  $\varphi$  для лучей, направленных к левой и правой граням сцинтиллятора из действительного ( $P$ ) и мнимого ( $P'$ ) источников. Лучи, направленные к левой грани, будут пересекать ось  $X$  в точках:  
 $-(x + KL - lm)$  и  $-[x + KL - (m - 1)l]$  при  $K$  четном и положительном;  
 $-[x + (K - 1)L + l(m - 1)]$  и  $-[x + (K - 1)L + lm]$  при  $K$  нечетном и положительном.

Здесь  $K$  — число взаимодействий лучей с боковыми стенками. Лучи, направленные к правой грани, пересекут ось  $x$  в точках:

$$\begin{aligned} KL + l(m - 1) - x \quad \text{и} \quad KL + ml - x & \quad \text{при } K \text{ четном и положительном;} \\ (K + 1)L - ml - x \quad \text{и} \quad (K + 1)L - l(m - 1) - x & \quad \text{при } K \text{ нечетном и положительном.} \end{aligned}$$

Можно объединить вклады лучей, направленных к левой и правой граням. Для этого число соударений для лучей, направленных к левой грани, следует взять со знаком  $(-)$ , т. е. рассматривать  $K$  как отрицательную величину. При этом коэффициент  $(K - 1)$  при нечетных  $K$  заменяется на  $(K + 1)$ . В итоге пределы интегрирования по углу  $\varphi$  составят:

$$\left[ \operatorname{arctg} \frac{KL - x + l(m-1)}{y}, \operatorname{arctg} \frac{KL - x + lm}{y} \right] \text{ для } K \text{—четных; (10)}$$

$$\left[ \operatorname{arctg} \frac{(K+1)L - x - lm}{y}, \operatorname{arctg} \frac{(K+1)L - x - l(m-1)}{y} \right] \text{ для } K \text{—нечетных. (11)}$$

Для мнимого источника пределы по  $\varphi$  получаются из (10) и (11) заменой  $y$  на  $2L - y$ . Легко показать, что пределы интегрирования по углу  $\theta$  для вкладов лучей, направленных к боковым граням, будут следующие:

$$\left[ \arccos \frac{\cos \theta_k}{\sin \varphi}, \theta_k \right].$$

Учтем теперь поглощение света в сцинтилляторе и потери при отражениях на поверхностях. Пусть  $\alpha_{\text{сц}}(\lambda)$  — коэффициент поглощения, а  $\gamma(\lambda)$  — коэффициент отражения поверхностей сцинтиллятора для фотонов с длиной волны  $[\lambda, \lambda + d\lambda]$ . (Предполагаем, что  $\gamma(\lambda) \approx 1$ .) Путь луча с углами  $\theta, \varphi$  в сцинтилляторе до попадания в световод составляет:

$$S = \begin{cases} y/\cos \varphi \cos \theta & \text{для действительного источника;} \\ (2L-2)/\cos \varphi_m \cos \theta & \text{для мнимого источника.} \end{cases} \quad (12)$$

Поглощение в сцинтилляторе учитывается умножением вероятности попадания луча в световод на величину  $e^{-\alpha_{\text{сц}}(\lambda)S}$ .

Для луча с координатами  $\theta, \varphi$  число соударений с плоскостями сцинтиллятора равно

$$\beta = \begin{cases} \frac{y}{d} \frac{\operatorname{tg} \theta}{\cos \varphi} + \frac{y \operatorname{tg} \varphi}{L} & \text{для действительного источника;} \\ \frac{2L-y}{d} \frac{\operatorname{tg} \theta}{\cos \varphi_m} + \frac{2L-y}{L} \operatorname{tg} \varphi_m + 1 & \text{для мнимого источника.} \end{cases}$$

Потери при отражениях учитываются умножением вероятности попадания луча в  $m$ -й световод на величину  $[\gamma(\lambda)]^\beta$ .

Запишем теперь общее выражение для доли света сцинтилляционной, которая попадает из точки  $x, y$  во все световоды:

$$N(\lambda) d\lambda = \frac{N_0(\lambda) d\lambda}{2\pi} \sum_{m=1}^{L/l} \left\{ \int_0^{\theta_k} \int_{\varphi_1}^{\varphi_2} e^{-\frac{\alpha_{\text{сц}} y}{\cos \theta \cos \varphi}} \cdot \gamma \frac{y}{d} \frac{\operatorname{tg} \theta}{\cos \varphi} d\varphi \cos \theta d\theta + \right.$$

$$\begin{aligned}
& + \sum_{\substack{K=-\infty \\ K-\text{нечет}}}^{+\infty} \int_{\arccos \frac{\cos \theta_k}{\sin \varphi}}^{\theta_k} \int_{\varphi_3}^{\varphi_4} e^{-\frac{\alpha_{\text{сц}} y}{\cos \theta \cos \varphi} \gamma \left( \frac{y}{d} \frac{\text{tg } \theta}{\cos \varphi} + \frac{y}{L} \text{tg } \varphi \right)} d\varphi \cos \theta d\theta + \\
& + \sum_{\substack{K=-\infty \\ K-\text{чет}}}^{+\infty} \int_{\arccos \frac{\cos \theta_k}{\sin \varphi}}^{\theta_k} \int_{\varphi_5}^{\varphi_6} e^{-\frac{\alpha_{\text{сц}} y}{\cos \theta \cos \varphi} \gamma \left( \frac{y}{d} \frac{\text{tg } \theta}{\cos \varphi} + \frac{y}{L} \text{tg } \varphi \right)} \cdot d\varphi \cos \theta d\theta + \\
& + \sum_{\substack{K=-\infty \\ K-\text{нечет}}}^{+\infty} \int_{\arccos \frac{\cos \theta_k}{\sin \varphi_M}}^{\theta_k} \int_{\varphi_7}^{\varphi_8} e^{-\frac{\alpha_{\text{сц}} (2L-y)}{\cos \theta \cos \varphi_M}} \times \\
& \times \gamma \left( \frac{2L-y}{d} \frac{\text{tg } \theta}{\cos \varphi_M} + \frac{2L-y}{d} \text{tg } \varphi_M + 1 \right) d\varphi_M \cos \theta d\theta + \\
& + \sum_{\substack{K=-\infty \\ K-\text{чет}}}^{+\infty} \int_{\arccos \frac{\cos \theta_k}{\sin \varphi_M}}^{\theta_k} \int_{\varphi_9}^{\varphi_{10}} e^{-\frac{\alpha_{\text{сц}} (2L-y)}{\cos \theta \cos \varphi_M}} \times \\
& \times \gamma \left( \frac{2L-y}{d} \frac{\text{tg } \theta}{\cos \varphi_M} + \frac{2L-y}{d} \text{tg } \varphi_M + 1 \right) d\varphi_M \cos \theta d\theta, \tag{13}
\end{aligned}$$

где

$$\left. \begin{aligned}
\varphi_1 &= \text{arctg} \frac{(m-1)l-x}{y}; \quad \varphi_2 = \text{arc tg} \frac{ml-x}{y}; \\
\varphi_3 &= \text{arctg} \frac{(K+1)L-x-lm}{y}; \\
\varphi_4 &= \text{arctg} \frac{(K+1)L-x-l(m-1)}{y}; \\
\varphi_5 &= \text{arctg} \frac{KL-x+l(m-1)}{y}; \\
\varphi_6 &= \text{arctg} \frac{KL-x+lm}{y}; \\
\varphi_7 &= \text{arctg} \frac{(K+1)L-x-lm}{2L-y}; \\
\varphi_8 &= \text{arctg} \frac{(K+1)L-x-l(m-1)}{2L-y}; \\
\varphi_9 &= \text{arctg} \frac{KL-x+l(m-1)}{2L-y}; \\
\varphi_{10} &= \text{arctg} \frac{KL-x+lm}{2L-y}
\end{aligned} \right\} \tag{14}$$

для зеркального изображения  $\varphi_M = 2\pi - \varphi$ .

В выражении (13) первый член учитывает прямой вклад от истинного источника, второй и третий члены — вклады лучей, направленных к боковым граням сцинтиллятора (для  $K > 0$  вклад лучей, направленных на рис. 6 вправо, для  $K < 0$  вклад лучей, направленных влево). Четвертый и пятый члены учитывают вклады зеркального изображения источника, т. е. вклады лучей, направленных в верхнюю полуплоскость от точки  $P$ .

Выражение (13) позволяет провести точный расчет светосбора в сцинтилляторе. Необходимо только помнить, что величина  $N_0(\lambda)d\lambda$  есть функция длины волны фотона. При выводе (13) предполагалось, что в интервале  $[\lambda, \lambda + d\lambda]$  все величины, зависящие от  $\lambda$ , можно считать постоянными.

В работе Д. Брини и др. [3] был использован графический метод интегрирования по переменным  $x$  и  $z$  выражения (13). Относительная доля света  $\Delta R = N(\lambda)/N_0(\lambda)$ , попадающего на фотоумножитель, рассматривалась в виде суммы вкладов от действительного ( $\Delta R_i$ ) и мнимого ( $\Delta R_B$ ) источников:

$$\Delta R(\lambda) = \Delta R_i(\lambda) + \Delta R_B(\lambda). \quad (15)$$

Величины  $\Delta R_i$  и  $\Delta R_B$  вычислялись в зависимости от параметра поглощения

$$A(y, \lambda) = \alpha_{\text{сц}}(\lambda)y + \alpha_{\text{св}}(\lambda)l, \quad (16)$$

где  $\alpha_{\text{сц}}$  и  $\alpha_{\text{св}}$  — коэффициенты поглощения сцинтиллятора и световода. Отметим, что учет потерь света в световоде в работе [3] производился умножением (13) на экспоненту  $e^{-\alpha_{\text{св}}(\lambda)l}$ , где  $l$  — длина световода.

Для оценки  $\Delta R_i(A, \lambda)$  рассчитывалось распределение освещенности плоскости  $\pi(x, z)$ , расположенной на расстоянии  $y$  от места сцинтилляционной вспышки (рис. 7). Собирающая грань сцинтиллятора разбивалась на три равных элемента (квадраты с  $\Delta x = \Delta z = d$ ). Путем соответствующих зеркальных отображений вся плоскость  $\pi$  делилась на множество квадратов, тождественных элементам собирающей поверхности. Среднее число фотонов, попадающих из точки  $P$  в элементарную площадку  $dx dz$  на плоскости  $\pi$ , равно

$$dN_i = \frac{N_0}{4\pi} \frac{y dx dz}{(x^2 + y^2 + z^2)^{3/2}}. \quad (17)$$

Полное количество света, которое собирается одним из трех элементов выходной грани, составляет

$$N_i = \frac{N_0}{4\pi} \sum_{j=1}^n \int_{z_{1j}}^{z_{2j}} \int_{x_{1j}}^{x_{2j}} \frac{y dx dz}{(x^2 + y^2 + z^2)^{3/2}}, \quad i=1, 2, 3, \quad (18)$$

где  $x_{1j}$ ,  $x_{2j}$ ,  $z_{1j}$  и  $z_{2j}$  — координаты вершин элементарных площадок на плоскости  $\pi$ .

Границы суммирования определяются четырьмя ветвями гиперболы, которые образуются пересечением плоскости  $\pi$  «конусами выхода» из точки  $P$  с осями, параллельными плоскости  $x, z$ . Уравнения гипербол:  $x^2 \operatorname{tg}^2 \varphi_h = y^2 + x^2$  и  $z^2 \operatorname{tg}^2 \varphi_h = y^2 + x^2$ .

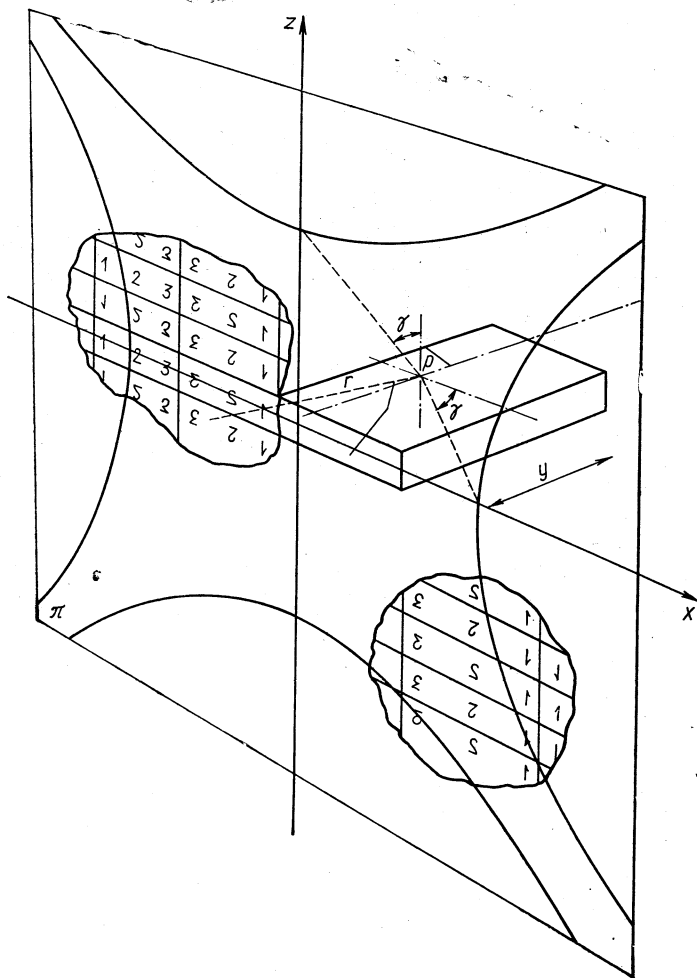


Рис. 7. Вспомогательная плоскость  $\pi$  для графического интегрирования светосбора в сцинтиляторе.

Графическим интегрированием выражения (18) были рассчитаны значения  $\Delta R_t(A, \lambda)$  и  $\Delta R_b(A, \lambda)$ , приведенные на рис. 8. С помощью кривых  $\Delta R_t(A, \lambda)$  и  $\Delta R_b(A, \lambda)$  можно оценить неоднородность и коэффициент светосбора для произвольного сцинтиллятора. В качестве примера рассмотрим сцинтилятор с площадью большой

грани  $L \times L = 50 \times 50 \text{ см}^2$ . Предположим, что люминесцентное излучение монохроматично и что коэффициент поглощения этого излучения в сцинтилляторе составляет  $\alpha_{\text{сц}} = 0,003 \text{ 1/см}$  (пластический сцинтиллятор типа «Pilot Y» и др.). Из рис. 8 находим для  $y = 50 \text{ см}$ ,  $\Delta R_{\text{в}} = 20\%$  и  $\Delta R_{\text{т}} = 9\%$ , так что  $\Delta R (50 \text{ см}) = 29\%$ ; для  $y = 0 \text{ см}$ ,  $\Delta R_{\text{т}} = 24,5\%$ , но  $\Delta R_{\text{в}} = 6,7\%$ , так как вклад  $\Delta R_{\text{в}}$  следует оценивать для  $y' = 2L - y$ . В итоге  $\Delta R_{\text{в}} (0 \text{ см}) = 31,2\%$ .

Из  $\Delta R (50 \text{ см})$  и  $\Delta R (0 \text{ см})$  получаем коэффициент неоднородности  $\Delta x_{\text{н}} = \pm 3,6\%$ . В качестве оценки коэффициента светосбора можно использовать среднее значение  $k = 30,1\%$ .

Лучшую однородность можно получить, если производить сбор света с двух противоположных граней сцинтиллятора. В этом случае

$$\Delta R = \Delta R_{\text{т1}} + \Delta R_{\text{т2}}, \quad (19)$$

причем  $\Delta R_{\text{т1}}$  рассчитывается для  $A(y, \lambda)$ , а  $\Delta R_{\text{т2}}$  — для  $A(L - y, \lambda)$ . При зеркальном покрытии противоположной к собирающей грани сцинтиллятора

$$\Delta R = \Delta R_{\text{т1}} + \gamma \Delta R_{\text{т3}}. \quad (20)$$

Здесь  $\gamma$  — коэффициент отражения зеркального покрытия;  $\Delta R_{\text{т1}}$  оценивается для  $A(y, \lambda)$ , а  $\Delta R_{\text{т3}}$  — для  $A(2L - y, \lambda)$ .

Приближенные вычисления светосбора в сцинтилляторе большой площади были выполнены также в работе [1]. Интегрирование выражения (13) проводилось по переменным  $\theta$  и  $\varphi$  в пределах

$$\theta < \theta_{\text{к}}, \quad \varphi < \varphi_{\text{к}}.$$

Последнее ограничение не совсем точно, так как лучи с  $\varphi > \varphi_{\text{к}}$ , отразившись от боковых граней, могут попадать на собирающую поверхность.

Поглощение света в сцинтилляторе учитывалось множителями  $e^{-\alpha_{\text{сц}} s}$  и заменой в них  $\sec \theta$  и  $\sec \varphi$  на средние арифметические в рассматриваемых интервалах изменения углов  $\theta$  и  $\varphi$ ;

$$\left. \begin{aligned} \overline{\sec \theta} &= \frac{1 + \sec \theta_{\text{к}}}{2}; & \overline{\sec \varphi} &= \frac{1 + \sec \varphi_{\text{к}}}{2}. \end{aligned} \right\} \quad (21)$$

Для пластического сцинтиллятора  $\varphi_{\text{к}} = \theta_{\text{к}} \approx 39^\circ$  («NE-102» и др.), так что интервалы изменения углов довольно велики. Поэтому справедливость такой процедуры не совсем очевидна.

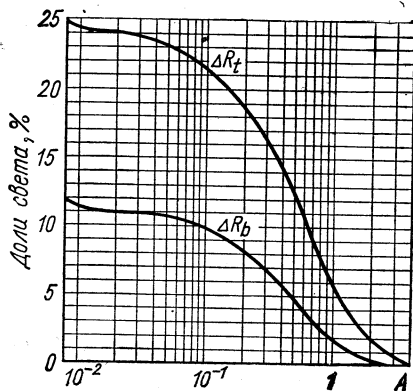


Рис. 8. Зависимость относительных долей света, попадающих на ФЭУ от действительного  $\Delta R_{\text{т}}$  и мнимого  $\Delta R_{\text{в}}$  источников, от параметра поглощения  $A(\lambda, y, \alpha_{\text{сц}}, \alpha_{\text{св}})$ .

Для полного вклада сцинтилляции в элемент  $dx$  собирающей поверхности получено следующее выражение:

$$\frac{dN_0}{dx} = \frac{N_0(\lambda) d\lambda}{2\pi} \sin \theta_k \left\{ \frac{y}{x^2 + y^2} \exp \left[ \left( -\frac{\alpha_{\text{сц}} y}{4} \right) \times \right. \right. \\ \left. \left. \times (1 + \sec \theta_k)(1 + \sec \varphi_k) \right] + \gamma \frac{2L - y}{x^2 + (2L - y)^2} \times \right. \\ \left. \times \exp \left[ -\frac{1}{4} \alpha_{\text{сц}} (2L - y)(1 + \sec \theta_k)(1 + \sec \varphi_k) \right] \right\}, \quad (22)$$

где первый член представляет вклад конуса, направленного в сторону собирающей поверхности, второй — вклад конуса, направленного в противоположную сторону и зеркально отраженного на собирающую поверхность от противоположной грани.

Таким образом, по формуле (13) можно точно рассчитать оптические характеристики ССБП (коэффициент светосбора, однородность и др.). Кроме того, достаточно точно оценки указанных параметров можно получить, если воспользоваться графическим решением Брини и др. [3] (кривые  $\Delta R_t$  и  $\Delta R_b$  на рис. 8) или приближенным аналитическим решением (формула (22) Крэбба и др. [11]).

**Постоянные поглощения пластических сцинтилляторов.** Заканчивая рассмотрение оптики сцинтилляторов, сделаем несколько замечаний, касающихся констант поглощения. Наряду с коэффициентом  $\alpha_{\text{сц}}(\lambda)$  поглощение света люминесценции характеризуют длиной поглощения  $\lambda_a$ , на которой число фотонов уменьшается в «е» раз, и длиной половинного поглощения  $\lambda_{\frac{1}{2}a}$ , на которой число фотонов уменьшается вдвое.

В случае экспоненциального закона поглощения указанные величины связаны простыми соотношениями:

$$\alpha_{\text{сц}} \lambda_a = 1; \quad \lambda_a \ln 2 = \lambda_{\frac{1}{2}a}$$

Следует отметить, что измеренные в различных работах параметры  $\alpha_{\text{сц}}$ ,  $\lambda_a$ ,  $\lambda_{\frac{1}{2}a}$  обладают довольно сильным разбросом. Это связано с различием условий измерения этих величин. В настоящее время измерение параметров, характеризующих поглощение в сцинтилляторе, принято проводить с образцами в виде длинных полос с зачерненным краем [22, 23]. Необходимость такого зачернения иллюстрируется рис. 9, на котором приведены осциллограммы импульсов счетчика со сцинтиллятором размером  $(140 \times 30) \times 2,5$  см при его облучении пучком монохроматических электронов с энергией 2 Гэв [22]. Как видно из рисунка, зачернение дальнего по отношению к ФЭУ края сцинтиллятора устраняет наложение вкладов лучей от действительного и мнимого источников люминесценции. Измеренные значения  $\lambda_{\frac{1}{2}a}$  вместе с некоторыми другими параметрами сцинтил-



ляторов различных марок приведены в табл. 1. Величины  $\lambda_{\frac{1}{2}a}$  для сцинтилляторов марок «Pilot Y» и «Pilot M» допускают создание сцинтилляционных счетчиков с площадью  $1,5 \times 1,5$  м и коэффициентом неоднородности  $\Delta x_m \leq \pm 10\%$ .

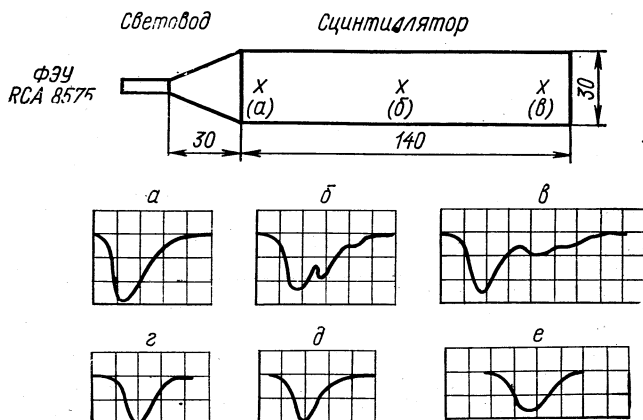


Рис. 9. Осциллограммы импульсов счетчика при прохождении электронов с энергией 2 Гэв через различные точки сцинтиллятора. Одно деление равно 10 нсек [22].

Таблица 1

Некоторые свойства пластических сцинтилляторов фирм «Pilot» и «Nuclear Enterprises limited» [22]

Тип пластического сцинтиллятора	$\lambda_{1/2}$ , см	Постоянная распада $\tau$ , нсек	Выход в отношении к антрацену, %	Цена 1 м <sup>2</sup> (толщина 2,5 см), долл.
«Pilot M»	175	2,0	68	930
«Pilot Y»	170	3,0	64	680
«Pilot B»	153	1,7	68	930
«Pilot F»	132	2,0	65	520
«Pilot A»	120	3,0	61	520
«NE-110»	132	3,3	60	618
«NE-102A»	87,5	2,4	65	541

Из других работ по исследованию пластических сцинтилляторов, выполненных в последнее время, следует отметить работу [23], в которой параметры поглощения измеряются с электронами радиоактивных источников. Причем выделение электронов по энергии в интервале 0,5—3,5 Мэв производится с погрешностью 3% при помощи небольшого постоянного магнита.

Сведения, касающиеся параметров пластических сцинтилляторов, которое выпускаются различными организациями СССР, можно

найти в сборниках [24]. Отметим, однако, что в настоящее время мы не имеем аналогов пластмасс типов «Pilot Y», «Pilot M», «NE 110». Кроме того, подробных точных измерений методом зачерненной грани констант поглощения пластических сцинтилляторов, выпускаемых в СССР, до настоящего времени не проведено. Все это затрудняет выбор пластических сцинтилляторов для создания ССБП с заданными свойствами.

Заслуживает внимания новый подход к созданию пластических сцинтилляторов больших площадей, который развивается в работах [25—27]. Сущность его состоит в разделении функций компонент пластического сцинтиллятора: выбор полимерной основы производится не из требования эффективного преобразования энергии, термической стабильности на ионизацию, в энергию люминесценции, а из условия прозрачности и механических свойств сцинтиллятора. Функция преобразования энергии возлагается на «вторичный растворитель» и люминесцентные добавки. Такой подход позволяет перейти от сцинтилляторов на основе винилароматических полимеров (полистирол и др.) к сцинтилляторам на основе акриловых полимеров (метилметакрилат и др.). В настоящее время Всесоюзным НИИ монокристаллов, сцинтилляционных материалов и особо чистых химических веществ (Харьков) освоено опытное производство пластических сцинтилляторов размером  $1,5 \times 1,5$  м при толщине 2 см на основе органического стекла. Вторичным растворителем служит нафталин (15% весовых); в качестве люминесцентных добавок используется РОРОР. Световой выход такого сцинтиллятора составляет 60—80% световыход стандартного сцинтиллятора на основе полистирола. Время высвечивания равно 8—10 нсек;  $\lambda_{\frac{1}{2}a}$  различна для

различных экземпляров пластиков и изменяется в пределах 100—200 см в зависимости от условий процесса полимеризации и от качества полировки поверхностей сцинтиллятора [28]. Кроме того, доказана принципиальная возможность получения эластичных сцинтилляторов на основе сополимеров стирола и метилметакрилатов [27]. Изготовление таких сцинтилляторов большой площади облегчило бы изготовление различных «антисовпадательных рубашек» мишеней и т. п.

### 3. СВЕТОВОДЫ

Одной из проблем, возникающих при создании ССБП, является эффективная передача света от сцинтиллятора к фотокатоду умножителя без искажения равномерности собирания света по объему сцинтиллятора. Решение такой задачи достигается применением световодов, работающих на принципе полного внутреннего отражения.

Для того чтобы не нарушалась однородность светосбора в сцинтилляторе, длина световода должна удовлетворять условию [3, 10]

$$l \geq D \operatorname{tg} \varphi_k, \quad (23)$$

где  $D$  — диагональ выходной грани сцинтиллятора,  $\varphi_k$  — угол ПВО. При этом предполагается, что световод служит прямым продолжением сцинтиллятора. Кроме того, если показатель преломления материала световода  $n_{св}$  отличается от показателя преломления сцинтиллятора  $n_{сц}$ , то изменяется конус выхода. Угол  $\varphi_k$  при этом заменяется на  $\varphi_k'$ , который равен

$$\varphi_k' = \arcsin \frac{(n_{св}^2 - 1)}{n_{сц}}. \quad (24)$$

Например, для сцинтиллятора на основе полистирола с  $n_{сц} = 1,58$  и световода из органического стекла с  $n_{св} = 1,49$  угол  $\varphi_k = 50,6^\circ$  заменяется на  $\varphi_k' = 44^\circ$ , так что телесный угол конуса выхода уменьшается в 1,3 раза. Потерь не будет при использовании сцинтиллятора на основе метилметакрилата и световода из органического стекла, так как в этом случае  $n_{св} = n_{сц}$ .

Обеспечить переход от сцинтиллятора к световоду без потерь света в случае  $n_{сц} > n_{св}$  можно только при использовании световода с возрастающей площадью поперечного сечения. При этом угол наклона поверхности световода к нормали собирающей грани сцинтиллятора должен составлять

$$\alpha = 1 - \frac{(1 + n_{св}^2 - n_{сц}^2)^{1/2}}{(n_{сц}^2 - 1)^{1/2}}. \quad (25)$$

При выполнении условий (23) и (25) световод не будет влиять на однородность сцинтилляционного счетчика.

В ССБП световод должен осуществлять эффективную передачу света от сечения сцинтиллятора в виде длинной узкой полосы к круговому сечению фотокатода ФЭУ. Форма световодов, обеспечивающих такой переход, выбирается из условия Гарвина [29].

Из световода с одной формой поперечного сечения к световоду с другой формой поперечного сечения можно передать без потерь весь свет, который испытывает ПВО при условии, что переход совершается адиабатически, т. е. все время сохраняется площадь и медленно изменяются границы поперечного сечения.

Из рассмотрения прохождения света через адиабатический световод для отдельных световых лучей Гарвин получил соотношение

$$A(z) \sin^2 \theta(z) = \text{const}, \quad (26)$$

где  $A(z)$  — площадь поперечного сечения световода на расстоянии  $z$  вдоль оси;  $\theta$  — угол наклона луча к оси световода. Постоянная в соотношении (26) определяется начальными условиями, т. е.  $A(0)$  и  $\theta(0)$ . Если при  $z = 0$  световые лучи распределены равномерно в конусе с  $\theta = \theta_k$ , то при  $A(z) = \text{const}$  весь свет будет передаваться по световоду без потерь. При уменьшении площади поперечного сечения  $A(z) < A(0)$  угловой раствор конуса увеличивается, так что часть лучей, равная  $A(z)/A(0)$ , выйдет из световода.

На следствиях из соотношения (26) основано действие световодов и светосборников различной формы.

Горенштейн и Лаки для преобразования сечения в виде узкой длинной полосы в квадратное или круговое сечение предложили использовать грубую волоконную оптику [30]. Световод состоит из отдельных полос плексигласа, собранных в виде веера. Развернутая сторона световода присоединяется к грани пластического сцинтиллятора. Фотография полосового световода, изготовленного В. Г. Долгалевым и Н. Г. Котельниковым в Физическом институте им. П. Н. Лебедева АН СССР, приведена на рис. 10 [31].

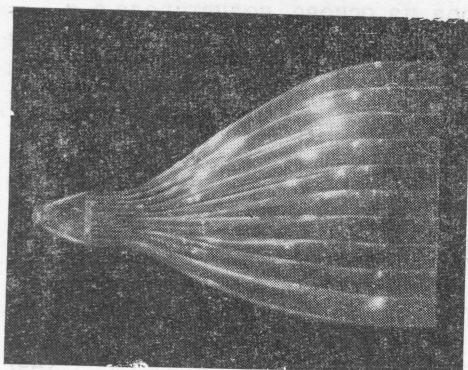


Рис. 10. Витой полосовой световод.

Такие световоды изготавливаются скручиванием и изгибом полос из оргстекла, нагретых до температуры  $140 - 150^\circ \text{C}$ . Методика изготовления витых полосовых световодов подробно изложена в работе [32].

В работе [33] было указано, что изогнутая и скрученная полоса является адиабатическим световодом. Нам кажется это утверждение неточным. Изгиб и скручивание должны нарушать адиабатичность полосы, так как они

уменьшают телесный угол лучей, достигающих выходного сечения. В работе [1] фактор уменьшения телесного угла полосового световода принимается равным  $1 - G(x) = 0,6$ .

Экспериментально эффективность витых полосовых световодов изучалась в работах [30, 33]. При этом характеристики таких световодов сравниваются с характеристиками широко распространенных треугольных (клин) или гиперболических (рыбий хвост) световодов. В табл. 2 приведены параметры витых полосовых световодов:  $A_1$  и  $A_2$  — площади сечений в начале и в конце световодов;  $J$  — эффективность световода;  $J/J_\Delta$  — отношение эффективностей полосового и треугольного (гиперболического) световодов. Как видно, эффективность витых полосовых световодов длиной примерно равной  $50 \text{ см}$  составляет около  $0,5$  и в несколько раз превосходит эф-

Таблица 2  
Полосовые скрученные световоды

$A_1, \text{см}^2$	$A_2, \text{см}^2$	Размер полосы, $\text{см}^2$	Количество полос	$J$	$J/J_\Delta$	Литература
$40,6 \times 0,6 = 24,4$	$5 \times 5 = 25$	$0,6 \times 5 \times 45,7$	8	0,25	$\geq 2$	[9]
$15 \times 0,31 = 4,64$	$\pi r^2 = 19,6$	$0,31 \times 2,5 \times 25$	6	—	2,8	[33]
$45,7 \times 0,6 = 27,4$	$\pi r^2 = 15,2$	$0,6 \times 5 \times 50$	9	0,60	$\geq 3$	[11]

фективности световодов других форм. В работе [58] показано (для сцинтилляторов небольших размеров —  $10 \times 10$  см), что применение скрученных на  $90^\circ$  полосовых световодов приводит к однородности светосбора, значительно превосходящей однородность счетчика, в котором сбор света осуществляется при помощи тонкой волоконной оптики.

Как было указано в работах [29, 34], в световодах, которые основаны на принципе ПВО, угловое распределение света, которое пересекает любую плоскость, перпендикулярную оси световода, ограничено конусом с полууглом при вершине:

$$\theta_{\text{макс}} = \frac{\pi}{2} - \theta_k,$$

где  $\theta_k$  — угол ПВО. Поэтому если к адиабатическому световоду добавить короткий светосборник из того же материала с зеркальными отражающими стенками, который развернет угол конуса от  $\theta_{\text{макс}}$  до  $\pi/2$ , то можно сконцентрировать свет на меньшую площадь, чем площадь сечения адиабатического световода. Допустимое уменьшение выходной площади определяется отношением

$$\frac{\sin^2 \theta_2}{\sin^2 \theta_1} = \frac{1}{\sin^2 \theta_{\text{макс}}} = \frac{n_{\text{св}}^2}{n_{\text{св}}^2 - 1}. \quad (27)$$

Для светосборника из плексигласа оно составляет 1,82.

Светосборники такого типа можно выполнить в виде прямых конусов [35] или модифицированных параболоидов [36]. Оптика конусного канала с зеркальными стенками подробно рассмотрена в работах [37, 38]. Вильямсон указал простой метод определения тех входящих в конус лучей, которые достигнут выходной апертуры. На рис. 11 приведена фигура, образованная отражением конуса относительно его стенок. Вместе с зеркальными отображениями выходная апертура конуса образует многоугольник.

Все лучи, входящие в основной конус и пересекающие многоугольник, достигнут выходной апертуры (луч  $a$ ). При этом число пересечений луча со стенками конуса и с их зеркальными отображениями указывает число отражений. Заменяя многоугольник описанной окружностью, Вильямсон получил соотношение между отношением входной  $T$  и выходной  $t$  апертур и предельным углом  $\theta$  луча в центре входной апертуры конуса (условие теоремы синусов стандартной оптики):

$$\sin \theta = t/T.$$

Трехмерное рассмотрение конусного канала проведено в работе [38]. Светосборник конусного типа использовался в работе [32].

Хинтерберг и Уинстон предложили и подробно исследовали светосборник в виде модифицированного параболоида [36], который

осуществляет максимальное преобразование апертуры при минимальной длине  $L$ :

$$L = \left[ \frac{1 + \frac{1}{\sin \theta_{\max}}}{2 \operatorname{tg} \theta_{\max}} \right] t = \left[ \frac{n + (n^2 - 1)^{1/2}}{n^2 - 1} \right] \frac{t}{2}, \quad (28)$$

где  $t$  — выходная апертура светосборника (диаметр фотокатода ФЭУ).

В случае прямых круговых конусов предел достигается при бесконечной длине. На рис. 12 изображены зависимости приведенной

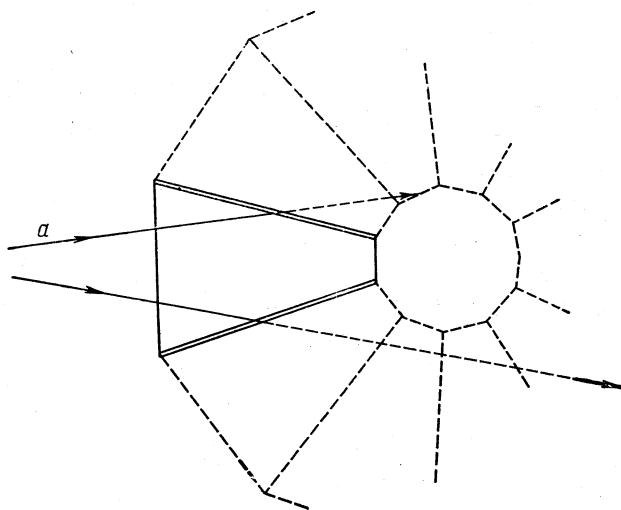


Рис. 11. Метод Вильямсона для определения прохождения световых лучей через конусный канал [37].

длины  $L/t$  светосборника от отношения входной и выходной апертур, из которых легко определить размеры светосборника для каждого конкретного случая.

Работа параболического световода с алюминированными стенками с отношением входной и выходной апертур 1,8 экспериментально проверялась в работе [36]. Было установлено, что такой светосборник пропускает 95% света, попадающего на его входную поверхность из-за поглощения на отражающем покрытии.

Таким образом, с помощью полосовых витых световодов и светосборников параболического или конусного вида можно передать практически весь свет от выходной грани сцинтиллятора к меньшей в  $n^2/(n^2 - 1)$  раз площади фотокатода умножителя, не вступая в противоречие с соотношением Гарвина. При этом, конечно, предполагается, что не происходит потерь света из-за неадиабатичности

полосового световода и из-за поглощения в материале световода и светосборника.

В реальном случае такие потери света имеют место, и при расчете светосбора их следует учитывать. Учет этих эффектов производится простым умножением выражений (13) и (22) на следующие

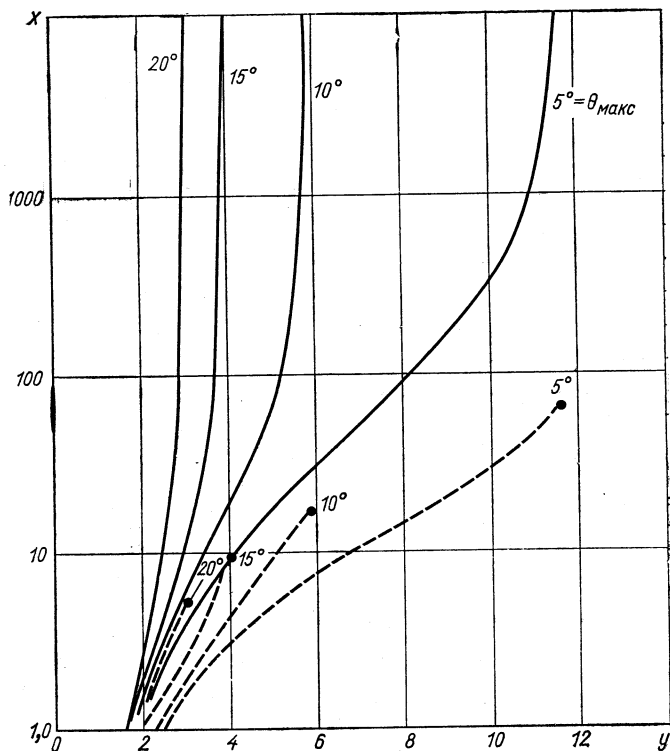


Рис. 12. Зависимость относительной длины  $L/t$  светосборника от относительной апертуры  $y = T/t$  [35]:

— — — модифицированный параболический конус; — — — прямой круговой конус; ● — теоретический предел апертуры,  $1/\sin \theta$ .

факторы [1]: а) фактор  $A_1/A_2$  — отношение входной и выходной площадей световода; б) фактор  $e^{-\alpha_{\text{св}}(\lambda)l}$ , учитывающий поглощение света люминесценции на пути  $l$  в световоде; в) фактор  $1 - G(x)$ , учитывающий потери света за счет изгиба и скручивания полосового световода или «клиновости» треугольного или гиперболического световода.

В заключение рассмотрим кратко материалы, которые используются для приготовления световодов ССБП. Обычно в качестве таких материалов применяются полиметилметакрилаты (плексиглас, перспекс, люцит и т. д.).

Результаты измерений зависимости от длины волны светопропускания органических стекол различных марок приведены на рис. 13 [39]. Как видно из рисунка, наилучшей прозрачностью обладает органическое стекло ПММА, полученное полимеризацией метилметакрилата повышенной степени чистоты с применением инициатора динитрилазодиизомазляной кислоты. Эффективный коэффициент поглощения света люминесценции пластического сцинтиллятора

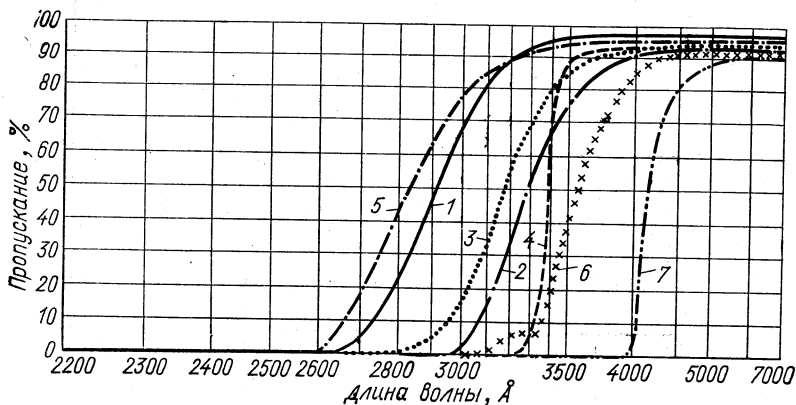


Рис. 13. Спектры пропускания различных органических стекол: 1 — фильтр BS-3; 2 — перспекс ICI (пластифицированный); 3 — перспекс ICI (непластифицированный); 4 — люцит «Дюпон»; 5 — органическое стекло ПММА; 6 — оргстекло «САД»; 7 — органическое стекло «-III-35».

(*p*-терфенил в полистироле + РОРОР) в органическом стекле ПММА составляет величину  $0,0025 - 0,0030 \text{ см}^{-1}$  [40]. В настоящее время органическое стекло ПММА-А изготавливается в опытных условиях в виде плоских листов размером  $(1,5 \times 1,5) \text{ м}^2 \times (1-2) \text{ см}$ .

#### 4. ВЕЩЕСТВА И КЛЕЯЩИЕ КОМПОЗИЦИИ ДЛЯ ОПТИЧЕСКОГО КОНТАКТА ЭЛЕМЕНТОВ ОПТИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ СЧЕТЧИКОВ

При разработке конструкций сцинтилляционных счетчиков существенным моментом является выбор вещества для осуществления оптического контакта между элементами оптической системы счетчика. Применение иммерсионных жидкостей или оптических клеев значительно уменьшает потери света, связанные с отражениями на границах соединяемых оптических деталей (детектор — световод и световод — торцовое окно фотоумножителя). Потери света при таком соединении получаются наименьшими, если показатель преломления иммерсионной среды имеет промежуточное значение между показателями преломления соединяемых материалов.

Важными характеристиками, определяющими пригодность данного оптического связующего в сцинтилляционном счетчике, является



степень оптической прозрачности в тонком слое ( $40 \pm 10$  мкм)\* в диапазоне длин волн регистрируемого излучения, отсутствие химического взаимодействия с соединяемыми материалами, приводящее к ухудшению прозрачности оптического соединения, и стабильность свойств получаемого соединения во времени. Кроме того, в большинстве конструкций ССБП необходимо, чтобы иммерсионное вещество обладало клеящими свойствами, обеспечивающими надежное соединение оптических деталей.

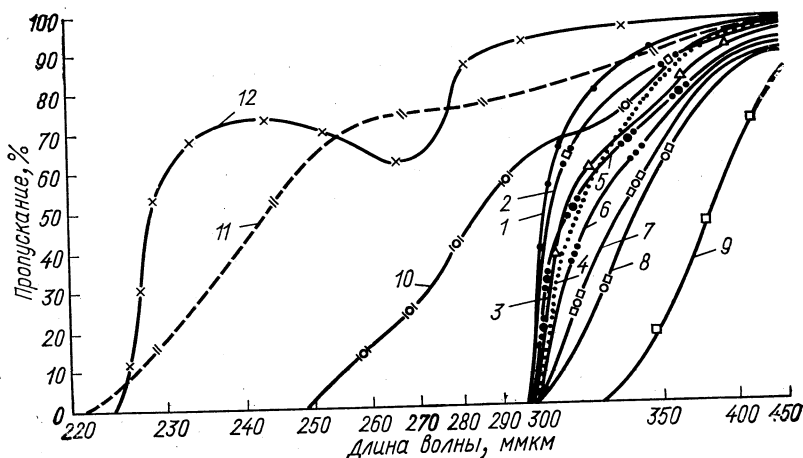


Рис. 14. Спектры пропускания эпоксидных смол и веществ, применяемых в клеящих композициях:

- 1—Э-33; 2—ЭД-5; 3—ЭД-6; 4—«эпокси-1200»; 5—Э-44; 6—Э-40; 7—Э-49; 8—Э-41; 9—ДЭГ-1; 10—полиэтиленполиамин; 11—гексаметилендиамин; 12—растворитель Р5.

Кратко рассмотрим результаты исследования свойств различных веществ и клеящих композиций, которые полезны при конструировании ССБП.

**Эпоксидные смолы.** Спектры пропускания для наиболее распространенных эпоксидных смол и отвержденных композиций на их основе приведены на рис. 14 [41]. Видно, что спектральный диапазон пропускания этих веществ хорошо перекрывает видимую область спектра. В ультрафиолетовой части спектра светопропускание эпоксидных смол и клеев ограничивается при  $\lambda = 300$  мкм.

Следует отметить, что получившая применение [42, 43] водорастворимая клеевая композиция на основе смолы ДЭГ-1 (кривая 9), позволяющая при необходимости производить разборку склеенных деталей, обладает невысоким светопропусканием. К недостаткам оптических клеев на основе эпоксидных смол (в том числе ОК-50, ОК-72 и др. [47, 48]) следует отнести высокую физиологическую ак-

\* Слой такой толщины образуется обычно при соединении деталей оптической системы счетчика, когда удельное давление при склеивании не превышает  $1 \text{ кг/см}^2$ .

тивность (токсичность) компонентов композиций. Кроме того, следует отметить, что иногда со временем происходят изменения свойств клевого соединения. Это проявляется в нарушении оптического контакта деталей с различными коэффициентами термического расширения (например: световод из органического стекла — окно ФЭУ из силикатного стекла).

**Клеящие композиции на основе мономерных цианакрилатов.** Для склеивания пластмасс на основе акриловых полимеров (органическое стекло, сцинтилляционная пластмасса повышенной прозрачности и др.) можно рекомендовать клеящие композиции на основе мономерных цианакрилатов (клеи «Циакрин»). В работе [44] приведены данные о светопропускании некоторых мономерных цианакрилатов, двух клеящих композиций и различных добавок.

На рис. 15 показаны спектры пропускания рекомендуемых клеящих композиций на основе этилцианакрилата. О стабильности свойств оптического соединения во времени можно судить по тому фактору, что у образцов (органическое стекло — сцинтилляционная пластмасса повышенной прозрачности), склеенных «Циакрином» в 1967 г., не наблюдается изменения кривой светопропускания.

**Кремнийорганические жидкости и вазелины.** Подробно оптико-технологические свойства некоторых кремнийорганических соединений рассмотрены в работе [45]. Отличительными чертами этих продуктов являются: химическая инертность, нетоксичность, температурный диапазон применения (от  $-50^{\circ}\text{C}$  до  $+200^{\circ}\text{C}$ ) и высокая прозрачность в широком диапазоне спектра вплоть до глубоких ультрафиолетовых лучей.

На рис. 16 приведены спектры пропускания кремнийорганических жидкостей и кремнийорганических вазелинов. Среди кремнийорганических вазелинов следует отметить вазелин КВ-3, полученный на основе полиметилсилоксановой жидкости ПМС-400 с 10 вес. % аэросила. Этот продукт можно использовать в интервале температур от  $-65$  до  $+200^{\circ}\text{C}$ , причем высоковязкая консистенция вазелина остается практически постоянной.

На рис. 17 приведены спектры пропускания клеящих композиций на основе полиорганосилоксанов [продукты Л-24-7/3, КО-961 п (ранее М-10), КТ-30] и на основе полиорганосилоксановых каучуков (продукты «Эластосил 11-02» и «Эластосил 43-04»).

Технологически очень привлекательны продукты «Эластосил» [41, 46], так как это однокомпонентные клеи, которые вулканизируются при комнатной температуре в присутствии влаги воздуха с последующими превращениями в резиноподобную пленку, предел прочности которой на разрыв  $(3,5 \div 5) \text{ кг/см}^2$ , а относительное удлинение  $250 \div 300\%$ . Высокая эластичность клеящего слоя позволяет надежно соединять материалы с различными коэффициентами термического расширения и работать в интервале температур от  $-55$  до  $+250^{\circ}\text{C}$ . В заключение в табл. 3 приводятся механико-технологические свойства некоторых оптических клеев, освоенных нашей промышленностью [41, 46].

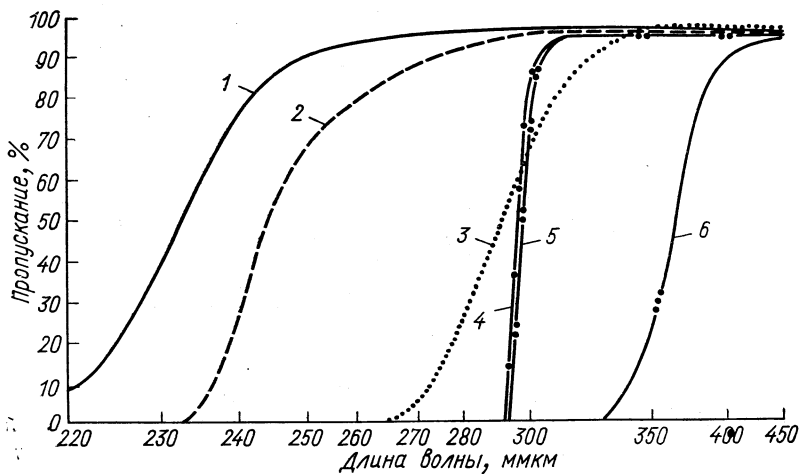


Рис. 15. Спектры пропускания цианакрилатов и пластификаторов (для сопоставления приведены спектры пропускания фильтра БС-3 и канадского бальзама):

1 — первая композиция на основе этилцианакрилата; 2 — вторая композиция на основе этилцианакрилата; 3 — фильтр БС-3; 4 — дибутилфталат; 5 — диаллилфталат; 6 — канадский бальзам.

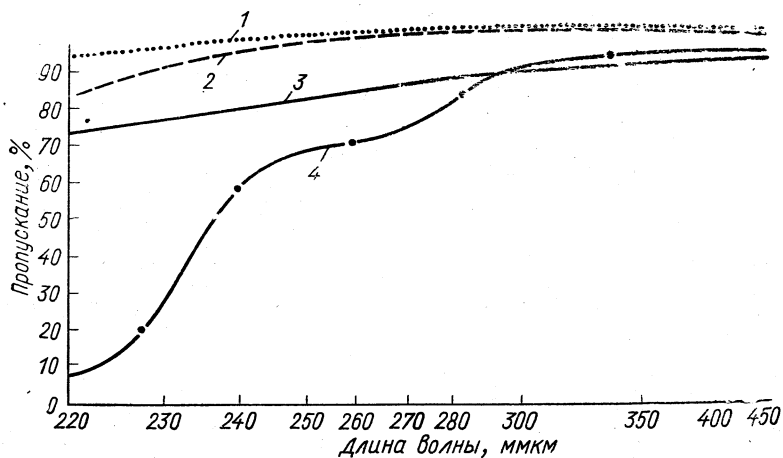


Рис. 16. Спектры пропускания кремнийорганических жидкостей и вазелинов:

1 — жидкость ФС-15; 2 — жидкость ПМС-15; 3 — вазелин ҚВ-3; 4 — вазелин ҚВ-Э.

Механико-технологические свойства

Оптический клей	Показатель преломления $n_D$	Область прозрачности, Å	Плотность $\rho$ , г/см <sup>3</sup>
На основе эпоксидной смолы ЭД-5	1,5	3000÷26 000	1,18÷1,2
Циакрин-ЭО	1,44	2200÷26 000	1,1
Эластосил 43—04	1,42÷1,45	2000÷26 000	1,0÷1,15

\* Склеиваемые материалы органическое стекло—силикатное стекло.  
 \*\* Органическое стекло—сцинтилляционная пластмасса.  
 \*\*\* Разрушение происходит по материалу.

**Светоотражающие покрытия.** Данные относительно отражательной способности материалов и разного рода покрытий, применяемых в оптических системах сцинтилляционных счетчиков и счетчиках

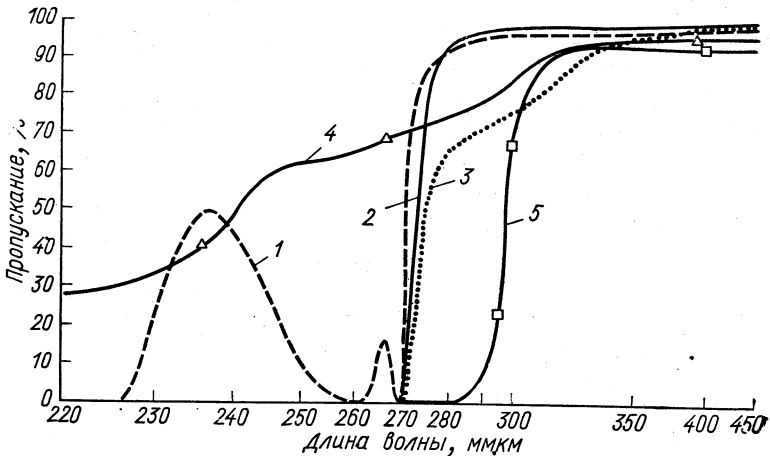


Рис. 17. Спектры пропускания полиорганосилазановых продуктов, обладающих клеящими свойствами:  
 1—Л24-7-3; 2—КО-961-11 (ранее М-10); 3—КТ-30; 4—«Эластосил 43-04»; 5—«Эластосил 11-02».

Черенкова, опубликованные в литературе, разобщены и подчас плохо согласуются, особенно для ультрафиолетовой области спектра световых волн. Причина этого, по-видимому, состоит в различии методов и условий измерений, а также способов изготовления отражательной поверхности исследуемых материалов. Обобщение литературных данных об отражательной способности покрытий и материалов, которые получили распространение в спектрометрической аппа-

## некоторых оптических клеев

Температурный диапазон применения, °С	Удельное давление при склеивании, кг/см <sup>2</sup>	Выдержка под давлением, мин	Прочность клевого шва на отрыв, кг/см <sup>2</sup>
+5÷70*	0,5÷5,0	1440 (1 сутки)	1,1**
-60÷60** -80÷+200	0,1÷1,0 0,1÷1,0	0,1÷2 120÷360	25**, *** 4,5**

ратуре, проведено в работе [49]. В этой работе обеспечены одинаковые условия изготовления и измерения исследуемых образцов. Измерения проводились в Физическом институте им. П. Н. Лебедева АН СССР на спектрофотометре «EPS-3T Hitachi» с помощью интегрирующей сферы в интервале длин волн 210—2600 мкм. На рис. 18 приведены измеренные спектры отражения порошков пигментов и пигментов-наполнителей, которые используются как без связующих, так и в качестве компонентов отражающих компо-

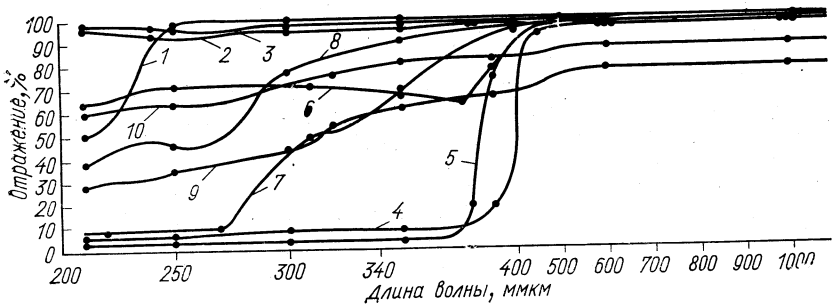


Рис. 18. Спектры отражений порошков белых пигментов и пигментов наполнителей:

1—MgO; 2—MgCO<sub>3</sub>; 3—BaSO<sub>4</sub>; 4—TiO<sub>2</sub>; 5—ZnO; 6—ZnAl<sub>2</sub>O<sub>4</sub>; 7—MgTiO<sub>3</sub>; 8—Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>; 9—SiO<sub>2</sub>; 10—BN.

зиций. Спектры отражения многослойных покрытий, разработанных в ГИПИ-4-ЛКП, показаны на рис. 19. Полученные данные высокой отражающей способности эмали ВЛ-548 (ранее ВЛ-115-1) в видимой части спектра находятся в хорошем соответствии с данными работ [50, 51].

В некоторых конструкциях ССБП возникает необходимость в использовании покрытий с коэффициентом поглощения, близким к

единице. В качестве такого покрытия можно рекомендовать эмаль АК-243 (см. рис. 19). Данные об отражающей способности некоторых конструкционных материалов, которые применяются в сцинтилля-

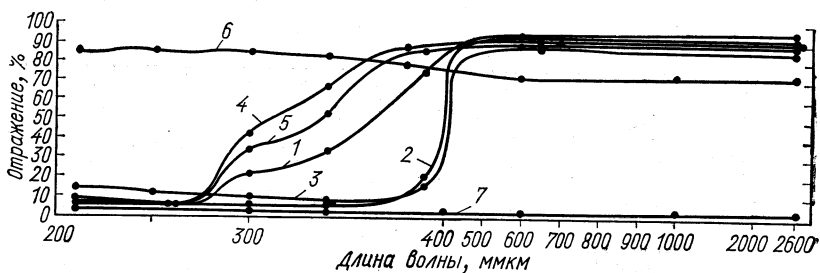


Рис. 19. Спектры отражения некоторых покрытий:

1 — ВЛ-548; 2 — ВЛ-55; 3 — АС-81; 4 — Ф<sub>п</sub>-580; 5 — 1М70; 6 — Ко-88; 7 — АК-243.

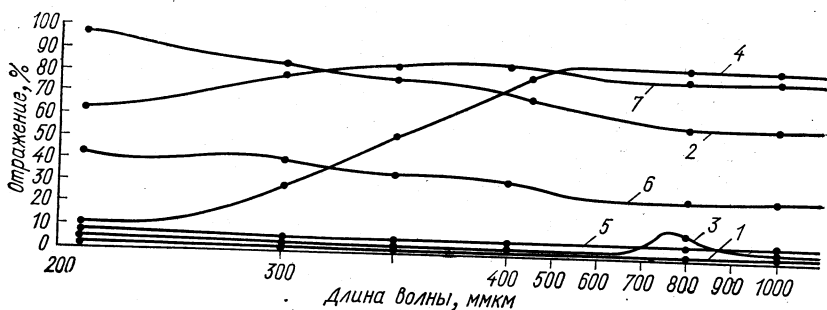


Рис. 20. Спектры отражения некоторых конструкционных материалов: 1 — SiO (гальваническое чернение); 2 — Al (травленный); 3 — Al (гальваническое чернение); 4 — бумага (ватман); 5 — черная бумага (фото); 6 — монокристалл кремния шлифованный; 7 — фторопласт-4 (тефлон).

ционных счетчиков, приведены на рис. 20. Композиции отражающих покрытий, которые могут быть воспроизведены в лабораторных условиях, можно найти в работах [52—54].

## 5. ХАРАКТЕРИСТИКИ НЕКОТОРЫХ СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫХ СЧЕТЧИКОВ БОЛЬШОЙ ПЛОЩАДИ

Результаты исследований ССБП, проводившихся в последние годы, представлены в табл. 4.

Наиболее подробно ССБП изучались в работах [1, 11]. В работе [1] рассматривались счетчики со сцинтилляторами размером  $(45,7)^2 \times 0,6$  см<sup>3</sup> и с тремя различными световодами: полосовым, треугольным, клинообразным и гиперболическим. Было установлено, что с витым полосовым световодом коэффициент неоднородности и энергетическое разрешение получаются в три раза меньше, чем со световодами других типов. Кроме того, не было найдено заметного

## Характеристика некоторых синциллиационных счетчиков больших площадей

Характеристика счетчика	Литература			
	[1] (1966)	[9] (1963)	[57] (1965)	[11] (1967)
Сцинтилятор . . . . .	NE 102A	NE 102A	NE 102A	NE 102A
Размеры сцинтилятора, см <sup>2</sup> . . . . .	(45,7) <sup>2</sup> × 0,6	(45,7 × 40,6) × 0,6	(138 × 55) × 3,5	(50) <sup>2</sup> × 2
Световод . . . . .	Полосовой плексигласовый	Полосовой плексигласовый	Треугольный плексигласовый	Треугольный (клин), плексигласовый
Длина световода, см . . . . .	45,7	45,7	27	39
Количество световодов . . . . .	1	1	2	1
Тип ФЭУ . . . . .	EMI 6097 S	—	EMI 9583 B	56 АУР
Количество ФЭУ . . . . .	1	1	2	1
Диаметр фотокаатода ФЭУ, см . . . . .	4,4	4,4	3,7	5
Источник излучения . . . . .	Космические лучи (μ-мезоны)	Электроны (100 Мэв)	Космические лучи (μ-мезоны)	Космические лучи
Коэффициент неоднородности Δχ <sub>max</sub> , % . . . . .	±12	±6	±32	±17
Энергетическое разрешение ПШПВ/χ <sub>max</sub> . . . . .	0,65	0,50	0,50	Плохое
Коэффициент светосбора, % . . . . .	1,9	—	—	—
				NE 102 A
				(100×50)×2
				Треугольный прямой плексигласовый
				22,5
				2
				56 АУР
				2
				5
				Космические лучи
				±15,6
				0,70
				—

Литература

Характеристика счетчика	Литература				
	[8] (1960)	[2] (1967)	[55] (1968)	[7] (1958)	[10] (1963)
Сцинтиллятор . . . . .	NE 102A	SPD	Pilot J	Жидкий син- тиллятор	Жидкий сцинтиллятор
Размеры сцинтиллятора, см <sup>3</sup> . . . . .	(55×17,5)×3,8	(50) <sup>3</sup> ×5	(182×91)×2,54	(76×76)×5	(160×100)×14
Световод . . . . .	Треугольный плоский	Прямоугольный паралле- лелепид, плексигласовый	Без световодов	Без световодов	Без световодов
Длина световода, см . . . . .	17	—	—	—	—
Количество световодов . . . . .	1	2	—	—	—
Тип ФЭУ . . . . .	EMI 9514 B	61PK412	RCA 8055	RCA 5819	54 AVP
Количество ФЭУ . . . . .	1	2	2	8	4
Диаметр фотокаода ФЭУ, см . . . . .	—	4,2	12,7	—	12,7
Источник излучения . . . . .	Космические лучи	<sup>137</sup> Cs	Космические лучи	Космические лучи	л-мезоны
Коэффициент неоднородно- сти Δx <sub>max</sub> , % . . . . .	±16	±4 (±2,7)*	~±9	±6	(a)
Энергетическое разрешение ПШПВ/x <sub>max</sub> . . . . .	0,32	—	1,7	0,41	0,2—0,3
Коэффициент светосбора, %	—	—	—	—	~1

\* При исключении области, близкой к ФЭУ.

(a) В работе [10] показано, что при использовании световода длиной 30—40 см неоднородность не должна превышать ± (5÷10)%.



различия при использовании простого треугольного световода вместо более сложного гиперболического.

В работе [11] подробно исследовались ССБП с треугольными световодами из органического стекла. Рассматривались счетчики с различными площадями и толщинами сцинтилляторов. Результаты для двух типов счетчиков, для которых получена наиболее высокая степень однородности, приведены в табл. 4. Сравнение данных работы [1, 9] и данных [11] также подтверждают вывод о том, что наилучшие результаты по однородности счетчиков получаются при использовании витых полосовых световодов.

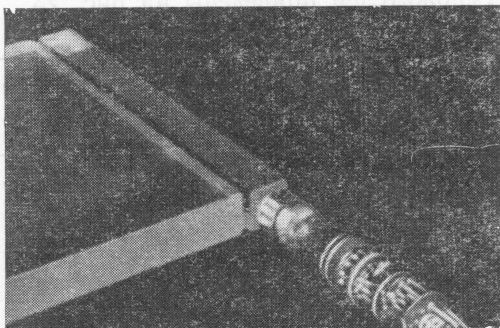


Рис. 21. Соединение сцинтиллятора, плексигласового бруска и ФЭУ в работе [2].

Оригинальные способы сбора света в пластических сцинтилляторах большой площади были применены в работах [2,55]. В работе [2] к сцинтиллятору размером  $(50)^2 \times 5 \text{ см}^3$  присоединяется плексигласовый брусок.

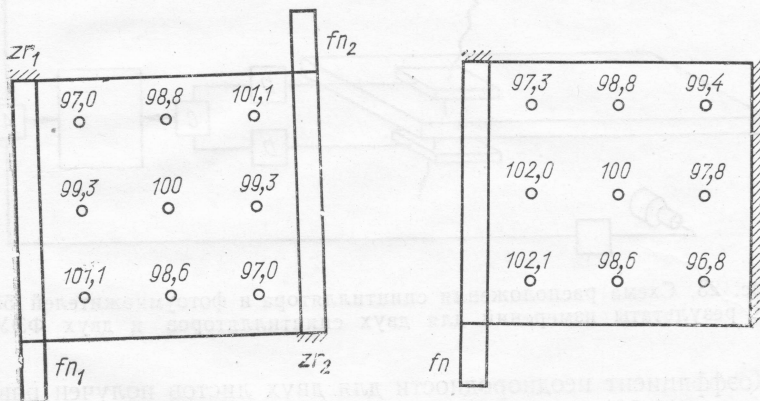


Рис. 22. Топография измерения однородности счетчика:

$fn$  — ФЭУ;  $zr$  — зеркала.

гласовый брусок размером  $50 \times (5)^2 \text{ см}^3$  (рис. 21). Между бруском и сцинтиллятором обеспечивается оптический контакт. К торцу бруска через небольшой переходник прикрепляется фотоумножитель 61 РК 412. Измеренные топографии сбора света в сцинтилляторе для случаев использования двух и одного ФЭУ приведены на рис. 22 (слева и справа соответственно). В работе К. Джиллеспи [55]

сбор света с пластических сцинтилляторов размером  $(182 \times 91) \times 2,54 \text{ см}^3$  производился без использования световодов. Схема расположения сцинтиллятора и фотоумножителей при измерении однородности собирания света, а также результаты измерений при одновременном использовании двух листов сцинтиллятора и двух фотоумножителей приведены на рис. 23.

$X=29,5$ $X_p=17,6$	28,5 16,0	28,5 16,6	27,3 14,5	30,0 17,8	26,5 16,9	26,6 14,1	27,6 16,4
30,2 17,7	27,4 15,0	27,8 14,9	27,4 15,4	28,9 16,5	27,5 15,8	26,3 14,2	29,2 16,5
29,9 17,8	27,1 14,5	27,9 15,3	28,4 16,1	27,9 15,6	27,6 14,7	26,6 14,3	28,9 16,8
28,6 16,6	27,2 14,6	28,2 15,8	29,6 17,0	29,0 16,5	28,8 16,0	28,4 15,8	28,6 16,2

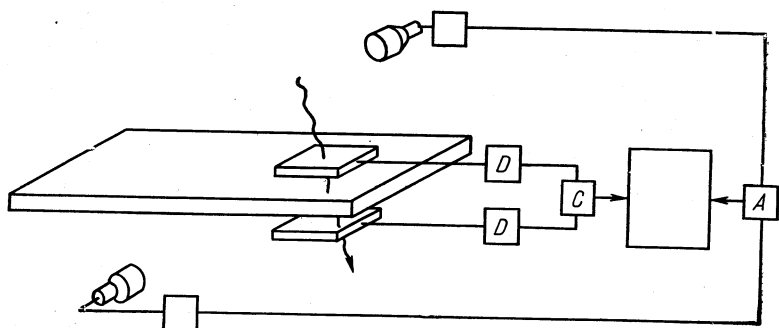


Рис. 23. Схема расположения сцинтиллятора и фотоумножителей [55] и результаты измерений для двух сцинтилляторов и двух ФЭУ.

Коэффициент неоднородности для двух листов получен равным  $\Delta x_m = \pm 11,5\%$ , для одиночного листа  $\Delta x_m = \pm 9\%$ , что меньше, чем значения коэффициента неоднородности для большей части счетчиков со световодами.

Таким образом, как видно из табл. 4 с помощью полосовых витых световодов или при использовании схем светосбора, примененных в работах [2, 55], можно получить для коэффициента неоднородности ССБП с поперечными размерами сцинтилляторов  $(50)^2 \div (100)^2 \text{ см}^2$  (с длиной поглощения  $\lambda_a \approx 120-200 \text{ см}$ ) величину  $\Delta x_m = \pm (5 \div 10)\%$ .

Значительно труднее создать пропорциональный сцинтилляционный счетчик с хорошим энергетическим разрешением. Как видно из табл. 4, типичное разрешение ССБП в настоящее время составляет  $\pm (20 \div 25)\%$ .

Вопросы, касающиеся энергетического разрешения сцинтилляционных счетчиков, подробно рассмотрены в монографиях [16, 17, 56]. Как уже отмечалось, энергетическое разрешение ССБП определяется в основном двумя причинами: статистическими флюктуациями потерь энергии  $dE/dx$  частицей в сцинтилляторе и статистическими флюктуациями числа фотоэлектронов с фотокатода умножителя. Статистические флюктуации потерь энергии слабо зависят от толщины сцинтиллятора. Так, отношение  $\Delta/\Delta E_B$  изменяется от 0,23 до 0,18 при изменении  $d$  от 0,5 до  $5 \text{ г/см}^2$ . Поэтому последовательное включение нескольких пропорциональных сцинтилляционных счетчиков служит более действенным средством улучшения энергетического разрешения счетчика, обусловленного флюктуациями ионизационных потерь, чем увеличение его толщины. По-другому обстоит дело с флюктуациями числа фотоэлектронов умножителя. Число фотоэлектронов и его флюктуации определяются числом фотонов  $N_0$ , созданных в люминесцентной вспышке, коэффициентом светосбора  $k_1$  и квантовым входом фотокатода  $k_2$ . Для грубого представления о числе фотоэлектронов, образующихся при прохождении релятивистской частицы через тонкий сцинтиллятор, рассмотрим следующий пример. Пусть через сцинтиллятор на основе полистирола толщиной 0,6 см пройдет релятивистский электрон.

Тогда в сцинтилляционной вспышке будет образовано  $\frac{1,2 \text{ Мэв}}{170 \text{ эв}} = 7000$  фотонов с длиной волны  $\lambda \approx 410 \text{ нмкм}$ . Допустим, что оптическая эффективность счетчика составляет  $k_1 \approx 2\%$  [1]. Тогда на фотокатод ФЭУ попадет примерно 140 фотонов, которые образуют 21 фотоэлектрон, если квантовый выход фотокатода равен 0,15.

Флюктуации этого числа фотоэлектронов приведут к неопределенности измерения энергии, равной  $\Delta_{\text{ф.э.}}/\Delta E_B \approx 0,58$ . Если предположить независимость флюктуаций потерь энергии в сцинтилляторе и числа фотоэлектронов с фотокатода ФЭУ, то, просуммировав дисперсии распределений, можно получить энергетическое разрешение ССБП. При  $\Delta_d/\Delta E_B = 0,23$  (полуширина, обусловленная распределением Ландау) для суммарного разрешения получаем величину  $\delta \approx 0,63$ .

Как видно из табл. 4, для большей части исследованных ССБП энергетическое разрешение  $\delta$  составляет величину  $0,5 \div 0,6$ , т. е. определяется в основном флюктуациями числа фотоэлектронов с фотокатода ФЭУ. Для получения лучшего разрешения в работах [1, 9] оказалась недостаточной толщина сцинтиллятора (0,6 см). Кроме того, в работе [1] были сильно рассогласованы площади на входе и выходе витого полосового световода (в 2 раза). Для ССБП из работ [8, 11, 57] даже при толщинах сцинтиллятора  $d = 2 \div 3,5 \text{ см}$  высокого энергетического разрешения не получилось. Это обуслов-

лено тем, что использование сплошных треугольных или гиперболических световодов приводит к невысокому значению коэффициента светосбора.

То же самое относится к ССБП Джиллеспи [55], в котором вообще не использовались световоды.

Таким образом, из рассмотрения табл. 4 можно сделать следующие выводы: а) решающим элементом ССБП, который определяет энергетическое разрешение счетчика, является оптическая эффективность (коэффициент светосбора); б) улучшить энергетическое разрешение ССБП в настоящее время можно только для счетчиков с витыми полосовыми световодами увеличением толщины сцинтиллятора до 2—3 см.

## ВЫВОДЫ

Рассмотрение светосбора в сцинтилляторе, световодов и других элементов ССБП, а также изучение характеристик уже исследованных ССБП позволяют заключить, что:

1) если в качестве материала выбирается сцинтилляционная пластмасса толщиной 2—3 см с длиной поглощения  $\lambda_a = 200$  см и высокой конверсионной эффективностью;

2) если в качестве световода используется витой полосовой световод из органического стекла повышенной прозрачности (ПММА-А) с  $\lambda_a = 300$  см;

3) если используются отобранные образцы ФЭУ с повышенным квантовым выходом (до 0,2—0,25);

4) если для создания оптических контактов между элементами счетчика применяются каучуковый клей «Эластосил», «Циакрин» и др., то можно изготовить пропорциональный сцинтилляционный счетчик большой площади ( $0,5 \times 0,5$  м<sup>2</sup> или  $1 \times 1$  м<sup>2</sup>) с параметрами, превосходящими параметры счетчиков, приведенных в табл. 4. А именно, счетчик с коэффициентом неоднородности  $\Delta x_m = \pm 5\%$  и энергетическим разрешением  $\delta = \frac{\text{ПШПВ}}{x_m} = 30$ , т. е. с  $\sigma \pm 13\%$ .

## ЛИТЕРАТУРА

1. Grabb D. G. e. a. Nucl. Instrum. and Meth., 1966, 45, 301.
2. Chudy M., Seman M. Fys. Cas., 1967, 17, 82.
3. Brini e. a. Nuovo cimento. Suppl., 1955, 11, 4, 1048.
4. Кривицкий В. В. ПТЭ, 1956, 1, 35.
5. Космачевский В. К., Айнутдинов М. С. ПТЭ, 1956, 4, 49.
6. Грушин В. Ф., Зиневич А. Н. ПТЭ, 1958, № 2, 29.
7. Millar C. H., Hinks E. P., Hanna G. C. Canad. J. Phys., 1958, 36, 54.
8. Barnaby C. F., Barton J. C. Proc. Phys. Soc., A, 1960, 76, 745.
9. Gorenstein P., Luckey D. Rev. Scient. Instrum., 1963, 34, 196.
10. Faissner H. e. a. Nucl. Inst. Meth., 1963, 20, 289.
11. Grieder P. K. F. Nucl. Inst. Meth., 1967, 55, 295.

12. Иден Р. Соударение элементарных частиц при высоких энергиях. Перев. с англ. М., «Наука», 1970, с. 35.
13. Акимов Ю. К. и др. Быстродействующая электроника для регистрации ядерных частиц. М., Атомиздат, 1970.
14. Санин А. А. Электронные приборы ядерной физики. М., Физматгиз, 1961.
15. Биркс Дж. Сцинтилляционные счетчики. Пер. с англ. М., Изд-во иностр. лит., 1955.
16. Вяземский В. О. и др. Сцинтилляционный метод в спектрометрии. М., Госатомиздат, 1961.
17. Акимов Ю. К. Сцинтилляционные методы регистрации частиц больших энергий. МГУ, 1963.
18. Landau D. J. Phys. USSA, 1944, 8, 201.
19. Shurcliff W. A., Clark Jones R. J. Opt., Soc. America, 1949, 39, 912.
20. Gillette R. H. Rev. Scient Instrum., 1950, 21, 294.
21. Brini D. e. a. Nuovo cimento, 1954, 11, 655.
22. Walker J. K. Nucl. Inst. Meth., 1969, 68, 131.
23. Leap-Marie B. Nucl. Inst. Meth., 1969, 75, 287.
24. Монокристаллы, сцинтилляторы и органические люминофоры. ВНИИ монокристаллов, сцин. материалов и особо чистых хим. веществ. Вып. 1—5, Харьков.
25. Безуглый В. Д., Мухина С. А. ПТЭ, 1967, № 2, 82.
26. Гундер О. А. и др. ПТЭ, 1969, № 3, 66.
27. Гундер О. А., Малиновская С. А. В сб. «Монокристаллы, сцинтилляторы, люминофоры». 1968, Вып. 4. Харьков, Изд-во ВНИИМ.
28. Малиновская С. А. Диссертация. М., 1970.
29. Garwin R. L. Rev. Scient. Instrum, 1952, 23, 755.
30. Gorenstein P., Luckey D. Rev. Scient. Instrum., 1963, 34, 196.
31. Белоусов А. С. и др. Препринт ФИАН № 71, 1970.
32. Dongan P. e. a. Nucl. Inst. Meth., 1970, 78, 317.
33. Pircue P. A. IEEE Trans. Nucl. Sci., 1966, 13, № 3, 1.
34. Hinterberger H., Winston R. Rev. Scient. Instrum., 1968, 39, 419.
35. Linder S. L., Jackson J. E. Rev. Scient. Instrum., 1966, 37, 1094.
36. Hinterberger H., Winston R. Rev. Scient. Instrum., 1966, 37, 110.
37. Williamson D. E. J. Opt. Soc. America, 1952, 42, 712.
38. Witte W. Infr. Phys., 1965, 5, 179.
39. Рубцов М. А., Фролова М. И., Чукин В. С. ПТЭ, 1969, 4, 59.
40. Фролова М. И., Чекмодеева И. В., Хабахпашев А. Г. ПТЭ, 1967, № 4, 239.
41. Чукин В. С. Препринт ФИАН СССР. № 96, 1967; Чукин В. С. Материалы Всесоюзного семинара «Клей и соединения на их основе». М., Изд-во МД МТП, Т. 2, 1970, с. 75.
42. Александров Ю. А., Куценко А. В., Майков М. Н., Павловская В. В. ПТЭ, 1966, № 3, 221.
43. Пермякова Л. А. ПТЭ, 1969, № 6, 207.
44. Полякова А. М. и др. «Докл. АН СССР», 1968, 128, 2, 370.
45. Антонов Р. П. и др. ПТЭ, 1969, № 6, 180.
46. Минскер Е. И., Северный В. В., Чукин В. С. «Оптические эластичные клеи на основе низкомолекулярных полиорганосилоксановых каучуков». ПТЭ (в печати).
47. Гудкевич С. Г., Лебедев О. В., Селянинова Н. С. ПТЭ, 1961, № 1, 198.
48. Драгун Г. С. ПТЭ, 1967, № 4, 241.

