

## ГЕОМЕТРИЧЕСКАЯ И ПРИКЛАДНАЯ ОПТИКА

УДК 621.317.794:535.39

### СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ СВЕТОСБОРА В СЦИНТИЛЛЯЦИОННОМ СЧЕТЧИКЕ ОБЪЕМОМ 1.5 м<sup>3</sup> ПРИ ДИФФУЗНОМ И ЗЕРКАЛЬНОМ ОТРАЖЕНИИ

© 2015 г. Н. Ю. Агафонова, А. С. Мальгин

Институт ядерных исследований РАН, 117312 Москва, Россия

E-mail: Natagafonova@gmail.com

Поступила в редакцию 31.03.2015 г.

Результаты измерений и расчетов показывают, что светосбор сцинтилляционных счетчиков, используемых в установке “Детектор Большого Объема” (LVD), имеет особенности светосбора идеального счетчика с зеркальным отражением. Сравнение характеристик светосбора при диффузном отражении и при отражении от рельефной зеркальной поверхности приводит к заключению, что в счетчике данной конструкции предпочтительным является зеркально отражающее покрытие.

DOI: 10.7868/S0030403415100037

#### ВВЕДЕНИЕ

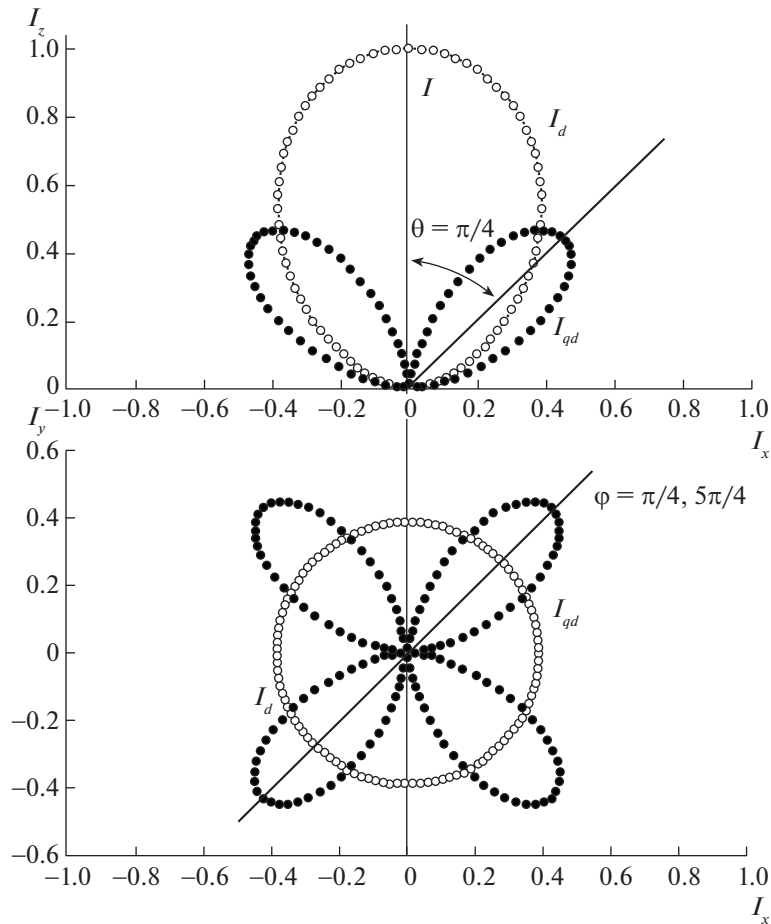
Сравнение характеристик светосбора при разном виде отражения представляет интерес с точки зрения улучшения светособирающих свойств счетчиков, использующихся в долговременном крупномасштабном подземном астрофизическом эксперименте LVD [1]. Счетчик имеет форму прямоугольного параллелепипеда с размерами 1.5 × 1.0 × 1.0 м и тремя фотоэлектронными умножителями (ФЭУ) с диаметром фотокаатода 15 см, установленными на верхней грани (крышке счетчика). Расположение ФЭУ и их число были выбраны в соответствии с требованиями планировавшихся экспериментов. При минимальном количестве три ФЭУ обеспечивают необходимые эффективности регистрации и энергетическое разрешение для продуктов детектируемых реакций. На вход логической части электронной схемы, отбирающей сигналы для регистрации (схема трехкратных совпадений), поступают импульсы каждого ФЭУ, аналоговой – суммарный токовый сигнал трех ФЭУ. Светособирающая система состоит из майлара (алюминированной пленки), покрывающего площадь внутренней поверхности счетчика 8 × 10<sup>4</sup> см<sup>2</sup>, с коэффициентом зеркального отражения  $\alpha = 0.80–0.90$  и объема 1.5 м<sup>3</sup> жидкого сцинтиллятора (ЖС) на базе уайт-спирита высокой прозрачности  $\lambda_{\text{yc}} = 15–25$  м с оптической плотностью  $n = 1.49$  для света  $\nu \sim 420$  нм.

В данном счетчике используется метод полного сбора света в результате многократных отражений, что реализуется при низких потерях света в ходе светособирания (поглощение в элементах собирающей системы) и малой величине отношения  $f =$

$= S_{\text{ФЭУ}}/S_{\text{отр}} \ll 1$ ,  $S_{\text{ФЭУ}} = 180$  см<sup>2</sup>,  $S_{\text{отр}} = 8 \times 10^4$  см<sup>2</sup>. Полный светосбор означает продолжительность светосбора до полного исчезновения в счетчике света от вспышки. В предельном случае нулевого поглощения в светособирающей системе (пустой счетчик,  $\alpha = 1.0$ ) коэффициент светосбора  $k = 1$ , т.е. на ФЭУ собирается весь излученный во вспышке свет. В реальных условиях (конечная прозрачность ЖС,  $\alpha = 0.80–0.90$ )  $k \ll 1$ .

#### ОБЩИЕ ПОЛОЖЕНИЯ

Преимущества какого-либо вида отражения (диффузный, зеркальный) в счетчике данной конструкции (формы, размеров, расположения и числа ФЭУ) не очевидны, так же как и ответ на вопрос – к какому типу следует отнести светосбор при рельефной, зеркально отражающей поверхности. Рельеф создается множественными морщинами и вздутиями майлара, который укреплен на стенках механически (с помощью планок) без плотного к ним прилегания. Такой рельеф не меняет зеркального отражения на диффузное (для этого размеры неровностей должны быть сравнимы с длиной волны света), но приводит к случайному нарушению законов зеркального отражения (равенство углов падения и отражения луча света, принадлежность к одной плоскости) относительно грани счетчика. Поэтому предполагалось, что в результате отражений от неровностей, размеры которых сравнимы с радиусом ФЭУ, зеркально “организованный” по углу отражения свет превращается в “хаотический”, для которого подходят формулы диффузного светосбора.



**Рис. 1.** Качественный вид индикатрис: диффузной  $I_d(\theta) = I_0^d \cos^2 \theta$  и квазидиффузной  $I_{qd}(\theta) = I_0^{qd} \cos(\pi/2 - 2\theta)$  компонент отраженного от дна счетчика света. Верхний рисунок – проекция индикатрис на плоскость  $xz$  (боковая грань); нижний рисунок – проекция индикатрис на плоскость  $xy$  (дно счетчика).

При диффузном (dif) отражении коэффициент  $k_D$  для одного ФЭУ в общем виде можно выразить суммой двух компонент – прямой (dir) и диффузной (dif):

$$k_D = k^{dir} + (1 - k^{dir})k^{dif}, \quad (1)$$

где  $k_D$  – полный коэффициент диффузного светосбора (dif-светосбор),  $k^{dir}$  – светосбор для прямого света, падающего на ФЭУ без отражений,  $k^{dif}$  – светосбор для диффузно отраженного света.

Формула (1) следует из определения коэффициента светосбора, представленного уравнениями

$$k = \Phi_{col}/\Phi_0, \quad (2)$$

$$\Phi_{col} = \Phi^{dir} + \Phi^{dif} = \Phi_0 k^{dir} + (\Phi_0 - \Phi^{dir})k^{dif}, \quad (3)$$

$\Phi_{col}$  – полный собираемый на ФЭУ свет без учета выходной оптики (плексигласового окна-иллюминатора, стекла фотокатода и отражения от него), т.е. свет, поглощаемый “черным” отверстием с диаметром фотокатода;  $\Phi^{dif}$  – свет, собираемый в результате диффузных отражений;  $\Phi_0$  – излученный свет. Dir- и dif-компоненты связаны

между собой, особенно при точечной вспышке (ТВ) вблизи ФЭУ.

При dif-отражении падающий на поверхность под любым углом  $\theta_f$  световой луч рассеивается, отражаясь одновременно в широком диапазоне углов  $-\pi/2 \leq \theta \leq \pi/2$  приблизительно по закону Ламберта с индикатрисой  $I_d(\theta) = I_0^d \cos^2 \theta$  (рис. 1).

Форма индикатрисы и величина  $I_0^d$  не зависят от угла  $\theta_f$ . В классическом случае сферической диффузно отражающей поверхности [2] к ФЭУ приходит свет от каждого элемента поверхности  $ds$  сразу после первого отражения. Этот факт и независимость индикатрисы от  $\theta_f$  обуславливают независимость величины  $k^{dif}$  от координат ТВ. В рассматриваемом счетчике для света, упавшего на верхнюю грань, требуются дополнительные отражения, чтобы достичь ФЭУ. При полном светосборе это приводит к увеличению числа отражений и длины пробега фотонов, что несколько снижает величину  $k^{dif}$ , но не нарушает ее независимости от места ТВ.

Светосбор  $k_M$  при зеркальном отражении (mir-светосбор) в геометрически идеальном счетчике (отражающая поверхность образована ортогональными правильными плоскостями) и  $f \ll 1$  можно описать суммой трех компонент [1]: прямой, зеркальной (mir) и квазидиффузной (qdif)

$$k_M = k^{\text{dir}} + k^{\text{mir}} + (1 - k^{\text{dir}} - k^{\text{mir}})k^{\text{qdif}}. \quad (4)$$

Компонента mir представляет начальную (быструю) фазу собирания отраженного света в результате первых 3–4 отражений. В этой фазе падающий на элемент поверхности  $ds$  луч света зеркально отражается на фотокатод только под определенным углом  $\theta^*$ , зависящим от расположения ТВ и ФЭУ относительно стенки детектора. Компонента qdif представляет более медленную (экспоненциальную) фазу светосбора. В этой фазе на  $ds$  одновременно падают и зеркально отражаются лучи света под разными углами  $\theta$  ( $-\pi/2 \leq \theta \leq \pi/2$ ), формируя индикатрису  $I_{\text{qd}}(\theta) = I_0^{\text{qd}} \cos(\pi/2 - 2\theta)$  (рис. 1, [3]), которая, как и в случае dif-отражения, не зависит от координат ТВ. Компоненты mir и qdif оптически четко отличаются друг от друга: в быстрой зеркальной фазе ФЭУ “видит” несколько ярких изображений вспышки, в квазидиффузной – множество сливающихся между собой изображений меньшей яркости во всем “поле зрения” ФЭУ. Физическим отличием зеркального отражения от диффузного является отражение падающего луча без рассеяния.

При ТВ вблизи ФЭУ (в области с размерами порядка диаметра ФЭУ) вклады dif- и qdif-компонент определяются светом, оставшимся в счетчике после быстрой фазы светосбора. Компоненты dir и mir зависят от координат ТВ (но, при небольшом количестве ФЭУ, не связаны между собой), поэтому в уравнении (4) их можно объединить в “геометрическую” (geom) компоненту со светосбором  $k^{\text{geom}}$ :

$$k^{\text{geom}} = k^{\text{dir}} + k^{\text{mir}}, \quad (5)$$

при этом выражение (4) принимает вид, аналогичный (1):

$$k_M = k^{\text{geom}} + (1 - k^{\text{geom}})k^{\text{qdif}}. \quad (6)$$

Так как  $k^{\text{dir}}$  и  $k^{\text{geom}}$  зависят от координат ТВ, каждой точке объема счетчика можно сопоставить свою величину  $k^{\text{dir}}$ ,  $k^{\text{geom}}$  и, соответственно,  $k_D$  и  $k_M$ . Наборы  $k_D$  и  $k_M$  для равновероятно распределенных вспышек образуют распределения  $P(k_D)$ ,  $P(k_M)$ , характеристики которых ( $\bar{k}$ , ширина) зависят от расположения ФЭУ. Распределения  $P(k_D)$  и  $P(k_M)$  характеризуют светосбор в целом, его неоднородность и, в конечном счете, энергетическое разрешение счетчика.

Светосборы  $k^{\text{dir}}$  и  $k^{\text{geom}}$  вследствие небольшого числа отражений для  $k^{\text{mir}}$  и отсутствия их для  $k^{\text{dir}}$  слабо зависят от качества светособирающей системы, а  $k^{\text{dif}}$  и  $k^{\text{qdif}}$  сильно с ним связаны из-за многократности отражений. Величины  $k^{\text{dif}}$  и  $k^{\text{qdif}}$

выражаются суммой бесконечных рядов, члены которых условно представляют порции света, приходящие к ФЭУ в результате каждого цикла отражений с амплитудами, экспоненциально зависящими от времени:

$$k^{\text{dif}} = f \frac{\alpha\beta(1-bf)}{1-\alpha\beta(1-bf)}, \quad (7)$$

$$k^{\text{qdif}} = f \frac{(\alpha\beta)^2(1-bf)}{1-(\alpha\beta)^2(1-bf)}. \quad (8)$$

Для  $k^{\text{dif}}$  цикл в среднем содержит немного больше одного, а для  $k^{\text{qdif}}$  – два отражения света от стенок с коэффициентом  $\alpha$  и прохождение среднего пути  $\bar{l}_{\text{жс}}$  в ЖС с прозрачностью  $\lambda_{\text{жс}}$  и коэффициентом пропускания  $\beta = \exp(-\bar{l}_{\text{жс}}/\lambda_{\text{жс}})$ . Константа  $b$  определяется количеством фотоумножителей на счетчике и размерами отверстия для ФЭУ;  $1-bf \approx 1$ , так как  $bf \ll 1$  [3]. В диапазоне изменений  $\alpha\beta$  от 0.8 до 0.9 отношение  $k^{\text{dif}}/k^{\text{qdif}} \approx 2$ . Из геометрического расчета [1, 3] следует, что при диффузном отражении почти во всем объеме счетчика  $k^{\text{dir}} \ll k^{\text{dif}}$ , в то время как величина  $k^{\text{geom}}$  сравнима с  $k^{\text{qdif}}$ . Учитывая, что  $k^{\text{dir}} \ll 1$ ,  $k^{\text{qdif}} \ll 1$ , на основании формул (1), (6) для равновероятно распределенных ТВ получаем

$$\bar{k}_D \approx \bar{k}^{\text{dir}} + k^{\text{dif}}, \quad (9)$$

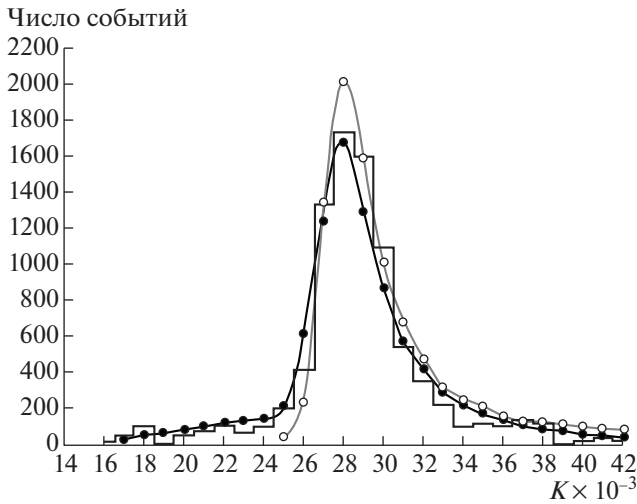
$$\bar{k}_M \approx \bar{k}^{\text{geom}} + k^{\text{qdif}}, \quad (10a)$$

$$\bar{k}^{\text{geom}} \approx \bar{k}^{\text{dir}} + \bar{k}^{\text{mir}}. \quad (10b)$$

### КАЧЕСТВЕННОЕ СРАВНЕНИЕ СВЕТОСБОРА ПРИ ДИФФУЗНОМ И ЗЕРКАЛЬНОМ ОТРАЖЕНИИ

*Пустой идеальный счетчик с одним ФЭУ.* Рассмотрим особенности dif- и mir-светосборов в пустом ( $\beta = 1$ ) идеальном счетчике с одним отверстием для ФЭУ в центре верхней грани при условии  $\alpha_D = \alpha_M$ . Отметим, что светосбор при dif-отражении не зависит от идеальности отражающей поверхности.

Величины  $k_D$  и  $k_M$  минимально отличаются друг от друга в предельном случае  $\alpha_D = \alpha_M = 1$ . При этом  $k_D = 1$ ,  $k_M \approx 1$ , и распределения  $P(k_D)$ ,  $P(k_M)$  от распределений вида  $P(k^{\text{dir}})$ ,  $P(k^{\text{geom}})$  сжимаются в  $\delta$ -функцию. Светосбор  $k_M$  меньше 1 на бесконечно малую величину, при mir-отражении связанную с наличием лучей света, лежащих в ортогональных плоскостях, перпендикулярных граням счетчика и пересекающихся в ТВ. В геометрически идеальном счетчике эти лучи не достигают ФЭУ. При уменьшении  $\alpha$  доля не достигающего ФЭУ света растет, так как увеличивается телесный угол, в котором излученный свет поглощается стенками при уменьшающемся количестве отражений. За счет этого в счетчике ортогональной формы создается четырехлепестковая индикатриса qdif-компоненты с максимумами при  $\varphi =$



**Рис. 2.** Распределение коэффициента светосбора: гистограмма – измерения  $P(LS^T K)$  для реального счетчика с ЖС, • – расчет  $P(LS^T K_M)$  методом Монте-Карло, о – расчет  $P(LS^T K_D)$  с использованием формулы (7) для гипотетического счетчика с ЖС при диффузном отражении. Расчетные распределения отнормированы на площадь измеренного распределения.

$= 45^\circ, 135^\circ, 225^\circ, 315^\circ$  и  $\theta = 45^\circ$  (рис. 1а, 1б). Данный эффект снижает  $k^{qdif}$  на небольшую величину, вес которой в светосборе  $k^{qdif}$  растет с уменьшением  $\alpha$ . Поскольку  $\bar{k}^{geom} \propto \alpha$ , а  $k^{qdif} \propto \alpha^2/(1 - \alpha^2)$ , при увеличении  $\alpha$  существует область значений  $\alpha$ , где  $k^{dif} > k^{qdif} > \bar{k}^{geom}$ , что приводит к неравенству  $\bar{k}_D > \bar{k}_M$ . С другой стороны, имеется область меньших  $\alpha$ , в которой  $\bar{k}^{geom} > k^{dif}$  и  $\bar{k}_M > \bar{k}_D$ . Следовательно, функции  $k_D(\alpha)$  и  $k_M(\alpha)$  пересекаются на интервале  $\alpha \approx 0.7-1.0$ .

Максимальные значения  $k_D$  и  $k_M$  соответствуют положению ТВ непосредственно под иллюминатором ФЭУ в 9 см от фотокатода (расстояние до фотокатода ограничено толщиной иллюминатора и стекла фотокатода), где  $k^{dir} \approx 0.1 \gg k^{dif}$  и  $k^{dir} \gg (k^{mir} + k^{qdif})$ , поэтому  $k_D^{max} \approx k_M^{max} \approx 0.1$ . Минимальную величину  $k_D$  имеет при ТВ в любом месте под крышкой счетчика, где  $k^{dir} = 0$  и  $k_D^{min} = k^{dif}$ ;  $k_M$  минимален также под крышкой, но на максимальном удалении ТВ от ФЭУ, где  $k^{mir}$  минимален:  $k_M^{min} = k^{mir} + k^{qdif}$ . При перемещении ТВ под крышкой от ее периферии к ФЭУ  $k^{mir}$  монотонно нарастает (это ясно на примере первого отражения от дна), а  $k^{dir} + k^{qdif} = k^{qdif} = const$  (так как  $k^{dir} = 0$ ), что приводит к появлению характерного выступа в области наименьших значений распределения  $P(k_M)$  (рис. 2). Такой особенности нет в распределении  $P(k_D)$ , так как при  $k_D \ll 1$  и

$k^{dif} = const$  распределение  $P(k_D)$  практически повторяет форму распределения  $P(k^{dir})$ , не имеющего выступа ( $P(k_D)$  в точности повторяет форму  $P(k^{dir})$  только при  $\alpha = 0$ ). В свою очередь распределение  $P(k_M)$  имеет вид, подобный  $P(k^{geom})$  с выступом в его начале, так как  $k_M \ll 1$  и  $k^{qdif} = const$ . Помимо этого, поскольку  $\bar{k}^{dir} \ll k^{dif}$ , а  $\bar{k}^{geom} \approx k^{qdif}$ , разрешение  $\eta_D$  распределения  $P(k_D)$  лучше разрешения  $\eta_M$  распределения  $P(k_M)$ :  $\eta_D < \eta_M$  ( $\eta = \Delta k/k^{bep}$ ,  $\Delta k$  – ширина распределения на полувысоте,  $k^{bep}$  – наиболее вероятное значение  $k$ ). Таким образом, в диапазоне  $\alpha = 0.8-0.9$  распределение  $P(k_M)$  шире распределения  $P(k_D)$  и охватывает больший интервал  $[k^{min}, k^{max}]$ .

Тип светосбора (dif или mir) в счетчике данной геометрии можно определить по измеряемым величинам  $k^b/k^t$  (отношение светосборов при ТВ около дна и под крышкой счетчика) и  $\bar{k}/k^{min}$  (отношение средней величины светосбора к минимальной). В соответствии со свойствами dif- и mir-компонент светосбора в идеальном счетчике  $k_D^b/k_D^t \approx 1$ ,  $\bar{k}_D/k_D^{min} \approx 1$ ,  $k_M^b/k_M^t \approx 1.6$ ,  $\bar{k}_M/k_M^{min} \approx 2$  с точностью до величины  $k_b^{dir}$ . При определении величин отношений для mir-отражения здесь использовано примерное равенство  $k_b^{mir} \approx 4k_t^{mir}$  (так как путь до ФЭУ света mir-компоненты от ТВ у дна в ~2 раза короче, чем путь от ТВ под крышкой), а также соотношения  $\bar{k}^{geom} \approx k^{qdif}$ ,  $k_{min}^{mir}/k^{qdif} \ll 1$ ,  $k_b^{dir}/k_t^{mir} \ll 1$ ,  $k^{qdif}/k_b^{mir} \approx 1$ .

*Пустой идеальный счетчик с тремя ФЭУ.* Суммарный светосбор трех ФЭУ  $\sum_3 k_i$  задается выражениями, вытекающими из (1), (6):

$$\sum_3 k_{D,i} = \sum_3 k_i^{dir} + \left(3 - \sum_3 k_i^{dir}\right) k^{dif} = K_D = K^{dir} + (3 - K^{dir})k^{dif}, \quad (11)$$

$$\sum_3 k_{M,i} = \sum_3 k_i^{geom} + \left(3 - \sum_3 k_i^{geom}\right) k^{qdif} = K_M = K^{geom} + (3 - K^{geom})k^{qdif}, \quad (12)$$

$i = 1, 2, 3$ ; индексы 1, 3 относятся к боковым ФЭУ, 2 – к центральному. Суммарным называем светосбор  $K$  трех ФЭУ, одновременно регистрирующих свет от вспышки. В общем случае увеличение числа ФЭУ приводит к уменьшению доли dif- и qdif-компонент как за счет падения количества света, поступающего в эти компоненты  $(3 - \sum_3 k_i^{dir,geom})$ , так и уменьшения самих величин  $k^{dif}$ ,  $k^{qdif}$  из-за увеличения коэффициента  $b$  в формулах (7), (8). С ростом  $b$  связано также небольшое превышение  $\bar{k}$  (для случая с одним ФЭУ на счетчике) над каждым из  $\bar{k}_i$ . В пределе, когда

отражающая поверхность целиком покрыта фотокатодами ( $\alpha = 0$ , если не учитывать френелевского отражения от стекла фотокатодов в пустом счетчике), светосбор определяется только прямым светом. При реальных величинах  $\alpha = 0.80-0.90$  и трех ФЭУ все  $\bar{k}_i$  не связаны между собой и  $\bar{k}_1 + \bar{k}_2 + \bar{k}_3 \ll 1$ ,  $\bar{k}_1 = \bar{k}_3 \approx \bar{k}_2 \approx \bar{k} \ll 1$ . При устремлении  $\alpha \rightarrow 1$  ( $k \rightarrow 1$ ) получаем связанность коэффициентов  $k_i$ :  $k_1 + k_2 + k_3 = 1$ ,  $\bar{k}_1 = \bar{k}_3 \approx \bar{k}_2 \approx 1/3$ . Ввиду малости реальных величин  $\bar{k}_i$  светосборы  $\bar{K}_D$ ,  $\bar{K}_M$  и их компоненты также малы и подчиняются неравенствам

$$\bar{K}_D \ll 1, \quad \bar{K}_M \ll 1, \quad \bar{K}^{\text{dir}} \ll 3k^{\text{dif}} \ll 1, \\ \bar{K}^{\text{geom}} \approx 3k^{\text{qdif}} \ll 1,$$

которые приводят к выражениям, аналогичным (9, 10):

$$\bar{K}_D \approx \bar{K}^{\text{dir}} + 3k^{\text{dif}}, \quad (13)$$

$$\bar{K}_M \approx \bar{K}^{\text{geom}} + 3k^{\text{qdif}}. \quad (14)$$

Из свойств светосбора для одного ФЭУ следуют выражения для экстремальных значений суммарного светосбора  $K^{\text{max}}$  и  $K^{\text{min}}$ :

$$K_D^{\text{max}} \approx K_M^{\text{max}} \approx k_D^{\text{max}} \approx k_M^{\text{max}} \approx 0.1, \quad (15)$$

$$K_D^{\text{min}} = 3k^{\text{dif}}, \quad (16)$$

$$K_M^{\text{min}} = \left( \sum_3 k_i^{\text{mir}} \right)_{\text{min}} + 3k^{\text{qdif}} < K_D^{\text{min}}. \quad (17)$$

Для светосборов  $K_D$ ,  $K_M$  сохраняются особенности, характерные для счетчика с одним ФЭУ: наличие выступа в распределении  $P(K_M)$  и отсутствие его в распределении  $P(K_D)$ , величины отношений  $K_D^b/K_D^t \approx 1$ ,  $\bar{K}_D/K_D^{\text{min}} \approx 1$ ,  $K_M^b/K_M^t \approx 1.6$ ,  $\bar{K}_M/K_M^{\text{min}} \approx 2.0$  с точностью до величины  $K_b^{\text{dir}}$ .

*Идеальный счетчик с ЖС и тремя ФЭУ (светосбор  ${}^{\text{id}}_{\text{LS}}K$ ).* Заполнение гипотетического идеального счетчика сцинтиллятором с известными характеристиками приводит к следующим изменениям: а) уменьшению коэффициента  $\beta$  в выражениях (7), (8),  $\bar{\beta} = 0.914$  [1]; б) росту отражения света (с учетом полного внутреннего отражения света при углах падения  $\theta > 49^\circ$  от поверхности ЖС под крышкой счетчика) на  $\sim 3\%$  от металлического покрытия (Al) при mir-отражении и на  $\sim 1\%$  только за счет полного внутреннего отражения от поверхности ЖС при dif-светосборе. Для диффузно отражающего диэлектрического покрытия ( $\text{TiO}_2$ ,  $\text{MgO}_2$ ) величина  $\alpha$  при переходе от воздуха к ЖС не меняется. Увеличение  $\alpha$  не компенсирует потерь света в ЖС, и светосбор падает за счет, главным образом, уменьшения  $K^{\text{dif}}$  и  $K^{\text{qdif}}$ : при  $\bar{\beta} = 0.914$   ${}^{\text{id}}_{\text{LS}}K^{\text{dif}}$  меньше  $K^{\text{dif}}$  в  $\sim 1.5$  раза,  ${}^{\text{id}}_{\text{LS}}K^{\text{qdif}} < K^{\text{qdif}}$  в  $\sim 1.6$  раза. Это повышает роль dir- и geom-компонент, меня-

ющихся гораздо слабее, но не нарушает соотношений  ${}^{\text{id}}_{\text{LS}}\bar{K}^{\text{dir}} \ll {}^{\text{id}}_{\text{LS}}K^{\text{dif}}$  и  ${}^{\text{id}}_{\text{LS}}\bar{K}^{\text{geom}} \approx {}^{\text{id}}_{\text{LS}}K^{\text{qdif}}$ . В результате этого различие dif- и mir-светосборов несколько увеличивается, что должно приводить к усилению установленных выше особенностей светосбора.

### СВЕТОСБОР В РЕАЛЬНОМ СЧЕТЧИКЕ. ИЗМЕРЕННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ СВЕТОСБОРА

*Пустой реальный счетчик (светосбор  ${}^rK$ ).* Светосбор измерялся в счетчике со средними оптическими характеристиками с помощью изотропного точечного источника (ИТИ) света с  $\nu = 420$  нм, помещаемого в 350 точек, равномерно распределенных в объеме счетчика. Методика измерений описана в [1, 3]. Ошибка измерения светосбора  $\pm 3.5\%$  [1, 3], величин отношений светосборов —  $\pm 5\%$ . Здесь приведем полученные величины отношений, характеризующие тип светосбора:

$$1) {}^rK^b/{}^rK^t = 1.44, \quad 2) {}^r\bar{K}/{}^rK^{\text{min}} = 1.75.$$

Следовательно, светосбор в реальном счетчике имеет количественные показатели, характерные для идеального счетчика с зеркальным отражением. Поскольку рельеф нарушает законы зеркального отражения, зеркальную компоненту светосбора в реальном счетчике можно назвать квазизеркальной. Как показали расчеты методом Монте-Карло [3], введение рельефа, не меняя зеркального характера светосбора, снижает  ${}^r\bar{K}$  за счет частичной “перекачки” света из квазизеркальной компоненты в компоненту  ${}^rK^{\text{qdif}}$  и падения величины  ${}^rK^{\text{qdif}}$ . Уменьшение  ${}^rK$  зависит от углового параметра  $\delta\theta$ , задающего отклонение от закона зеркального отражения относительно плоскости грани счетчика и характеризующего степень рельефности поверхности. Рассчитанная величина  ${}^rK$  лучше всего согласуется с измерениями при рельефности  $\delta\theta = \pm 4.5^\circ$ , которая приводит к уменьшению  $\bar{K} = 44 \times 10^{-3}$  идеального счетчика ( $\delta\theta = 0^\circ$ ) на 9% (до  ${}^r\bar{K} = 40 \times 10^{-3}$ ). Средние значения компонент светосбора составили  ${}^r\bar{K}^{\text{geom}} = 20.7 \times 10^{-3}$ ,  ${}^rK^{\text{qdif}} = 19.3 \times 10^{-3}$  [3].

*Реальный счетчик с ЖС (светосбор  ${}^r_{\text{LS}}K$ ).* Заполнение реального счетчика сцинтиллятором приводит к таким же изменениям светосбора, как и в случае идеального счетчика. Измерения с ИТИ дали результаты: 1)  ${}^r_{\text{LS}}K^b/{}^r_{\text{LS}}K^t = 1.56$ , 2)  ${}^r_{\text{LS}}\bar{K}/{}^r_{\text{LS}}K^{\text{min}} = 2.06$ , 3) наличие характерного выступа в распределении  $P({}^r_{\text{LS}}K)$  (рис. 2),  ${}^r_{\text{LS}}\bar{K} = 30.9 \times 10^{-3}$  при  ${}^r_{\text{LS}}\bar{K}^{\text{geom}} = 18.2 \times 10^{-3}$ ,  ${}^r_{\text{LS}}\bar{K}^{\text{qdif}} = 12.7 \times 10^{-3}$ . Помимо измерений с ИТИ, выполненных в счетчике со средними характеристиками, было определено отношение  ${}^rK^{\text{dh}}/{}^rK^{\text{kp}}$ , усредненное

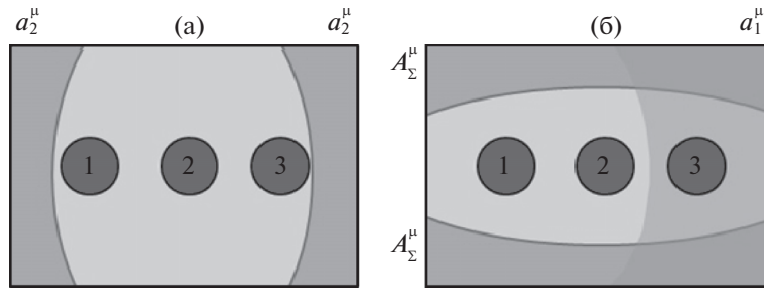


Рис. 3. Зоны формирования  $\mu$ -пика при *mir*-отражении: (а)  $a_2^\mu$  – для центрального ФЭУ, (б)  $a_1^\mu$  – для бокового ФЭУ,  $A_\Sigma^\mu$  – для суммарного сигнала.

по 240 счетчикам, с использованием треков мюонов, проходящих через детектор LVD [4]. Величина  ${}^r_{LS}K^b/{}^r_{LS}K^t = 1.43$  была установлена как отношение регистрируемых удельных энерговыделений мюонов  $\bar{\epsilon}_\mu^b/\bar{\epsilon}_\mu^t = 1.76 \text{ МэВ см}^{-1}/1.23 \text{ МэВ см}^{-1} = {}^r_{LS}K^b/{}^r_{LS}K^t$ , пересекающих счетчик по коротким хордам 15–25 см через крышку и боковую поверхность счетчика ( $\bar{\epsilon}_\mu^t$ ), боковую поверхность и дно ( $\bar{\epsilon}_\mu^b$ ). Меньшая по сравнению с ИТИ величина отношения для мюонов объясняется бóльшим вкладом прямого света от вспышки в виде трека мюона. Измерения с ИТИ и мюонами показывают, что светосбор в реальном счетчике имеет особенности, присущие светосбору в идеальном счетчике с зеркальным отражением. Следствием этого является неаддитивность “мюонного пика” – максимума в распределении энерговыделений мюонов в счетчике, соответствующего околорезонансальному мюонам. Неаддитивность выражается неравенством  $A_\Sigma^\mu > \sum_3 a_i^\mu$ , означающим, что пиковая амплитуда суммарного сигнала  $A_\Sigma^\mu$  не равна сумме пиковых амплитуд  $a_i^\mu$  распределений каждого ФЭУ. Зоны формирования  $\mu$ -пика (участки крышки, через которые проходят околорезонансальные мюоны) с амплитудой  $A_\Sigma^\mu$  располагаются вдоль длинных сторон счетчика; центрального ФЭУ с амплитудой  $a_2^\mu$  – вдоль коротких сторон счетчика; зона формирования  $\mu$ -пика бокового ФЭУ с амплитудой  $a_{1,3}^\mu$  – вдоль короткой дальней от ФЭУ стороны счетчика (рис. 3). Положения и размеры зон формирования определяются положением и размерами областей с минимальным градиентом неоднородности светосбора, которые при *mir*-светосборе не совпадают друг с другом. Для бокового ФЭУ минимальный градиент светосбора для околорезонансальных мюонных треков имеет область на крышке счетчика, удаленная от ФЭУ на  $\sim 0.7$  м, для центрального – на  $\sim 0.5$  м, для трех ФЭУ (удаление от продольной оси симметрии крышки) – на  $\sim 0.3$  м. В результате измерений

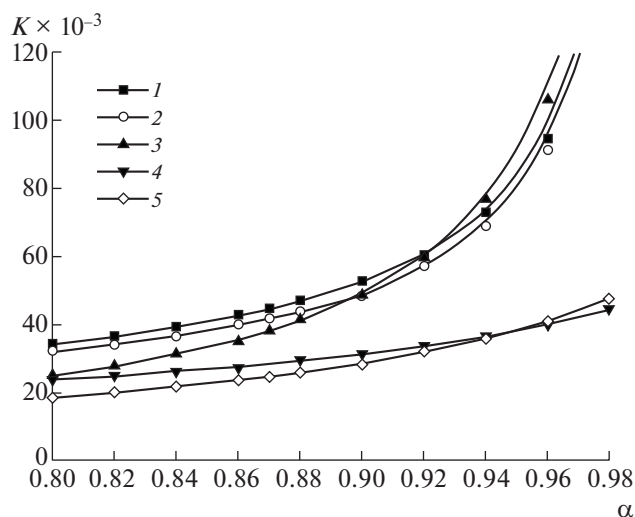
получено  $A_\Sigma^\mu = 1.3 \sum_3 a_i^\mu$ ,  $a_2^\mu = 1.15 a_{1,3}^\mu$ . Напротив, при *dir*-светосборе  $A_\Sigma^\mu \approx \sum_3 a_i^\mu$ ,  $a_2^\mu \approx a_{1,3}^\mu$ , что следует из соотношений  $k^{\text{dir}} \ll k^{\text{dif}}$ ,  $K^{\text{dir}} \ll 3k^{\text{dif}}$ , справедливых почти во всем объеме счетчика. Это обуславливает большее перекрытие зон формирования  $\mu$ -пика  $a_1^\mu$ ,  $a_2^\mu$ ,  $a_3^\mu$  между собой, каждая из которых занимает практически всю поверхность крышки. Полученные соотношения сохраняются и для  $\gamma$ -квантов с энергиями  $\sim 1$  МэВ и выше, входящих в счетчик через крышку.

### ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

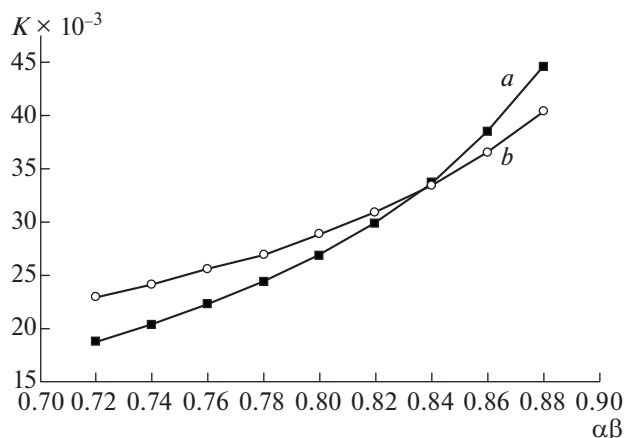
Зеркальный светосбор в идеальном счетчике рассчитывается геометрически. Светосбор в реальном счетчике рассчитывается также геометрически методом Монте-Карло с введением параметра рельефности  $\delta\theta$ , величина которого для выбранного счетчика  $\delta\theta = \pm 4.5^\circ$  была установлена по измеренной величине  ${}^r\bar{K}$ . Зависимость  ${}^r\bar{K}(\alpha)$  (рис.4) можно рассчитать аналитически, задавая  ${}^r\bar{K}^{\text{dir}} = 4 \times 10^{-3}$ , величину  ${}^rK^{\text{qdif}}(\alpha)$  вычисляя по формуле (8) при  $\beta = 1$ , а зависимость  ${}^r\bar{K}^{\text{qmir}}(\alpha)$  полагая линейной и нормированной на значение геометрического расчета при  $\alpha = 0.87$ . То же самое и для зависимости  ${}^r_{LS}\bar{K}(\alpha\beta)$ : принимая  ${}^r_{LS}\bar{K}^{\text{dir}}$  равной  $3.74 \times 10^{-4}$ ,  ${}^r_{LS}\bar{K}^{\text{qdif}}(\alpha\beta)$  определяется по формуле (8), зависимость  ${}^r_{LS}\bar{K}^{\text{qmir}}(\alpha\beta)$  нормируется на значение геометрического расчета при  $\alpha\beta = 0.813$  (рис. 4).

Светосбор  $\bar{K}_D$  при диффузном отражении не зависит от рельефа поверхности счетчика. Компонента светосбора  $K^{\text{dif}}(\alpha)$  рассчитывается по формуле (7) при  $\beta = 1$ . Уменьшение  $K^{\text{dif}}(\alpha)$  и  ${}^{\text{id}}_{LS}K^{\text{dif}}(\alpha\beta)$  за счет дополнительного отражения света от крышки счетчика учитывается понижением величины  $\alpha$  в (7) до, соответственно, 0.85 и 0.87.

Диапазон изменения  $\alpha$  в заполненном счетчике ограничен значениями 0.84, 0.94 [3], в пустом – 0.81, 0.91. Коэффициент  $\beta$  заключен в интервале



**Рис. 4.** Зависимость средней величины коэффициента светосбора от  $\alpha$ : 1 –  $\bar{K}_M(\alpha)$  в пустом идеальном счетчике, 2 –  ${}^r\bar{K}_M(\alpha)$  в реальном пустом, 3 –  $\bar{K}_D(\alpha)$  в пустом счетчике, 4 –  ${}^r\bar{K}_M(\alpha)$  в реальном с ЖС, 5 –  ${}^r\bar{K}_D(\alpha)$  в счетчике с ЖС.



**Рис. 5.** Зависимость средней величины коэффициента светосбора от  $\alpha\beta$  в реальном счетчике с ЖС: кривая *a* – dif-отражение, *b* – mir-отражение.

0.89–0.93 (при длине пропускания ЖС  $6.7 \leq \lambda_{ЖС} \leq 11.1$  м [3]). Таким образом, произведение  $\alpha\beta$  изменяется от 0.75 до 0.87. Как следует из рис. 4, в пустом реальном счетчике  $\bar{K}_M(\alpha) > \bar{K}_D(\alpha)$  при всех возможных значениях  $\alpha$ . В заполненном реальном счетчике  ${}^r\bar{K}_M(\alpha\beta) > {}^r\bar{K}_D(\alpha\beta)$  на интервале  $\alpha\beta$  от 0.75 до 0.83; в отобранном для измерений счетчике (P-500,  $\alpha\beta = 0.813$ )  ${}^r\bar{K}_M > {}^r\bar{K}_D$  на 6% (рис. 5).

Мы не обсуждаем здесь временных характеристик mir- и dif-светосборов. Как показано в [5], в счетчике большого объема их различие нивелиру-

ется длительным свечением ЖС ( $\tau_{ЖС} \approx 20$  нс) в результате актов переизлучения света молекулами шифтера.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Светосбор в 840 счетчиках установки LVD обладает характеристиками светосбора с зеркальным отражением. Зеркальный светосбор относительно диффузного имеет следующие недостатки:

а) величина  ${}^r\bar{K}_M$  зависит от рельефа отражающей поверхности, меняющегося от счетчика к счетчику, что увеличивает разброс  ${}^r\bar{K}_M$  дополнительно к разбросу по  $\alpha$  и  $\beta(\lambda)$ ;

б) худшее на ~3% разрешение функции распределения  $P({}_{LS}^{id}K)$  ( $\eta \approx 12\%$ ) и, следовательно, несколько худшее энергетическое разрешение счетчика;

в) вследствие неравенства  $a_2^u > a_{1,3}^u$  необходимость специальной процедуры установления коэффициентов усиления центрального и боковых ФЭУ для обеспечения равенства их энергетических порогов.

Достоинствами зеркального светосбора являются:

г)  ${}^r\bar{K}_M > {}^r\bar{K}_D$  в большей области возможных значений  $\alpha\beta$  (0.75–0.83), максимальное превышение  ${}^r\bar{K}_M$  над  ${}^r\bar{K}_D$  около 20%;

д) во всем интервале  $\alpha\beta$  от 0.75 до 0.87 величина  ${}^r\bar{K}_M$  изменяется меньше, чем  ${}^r\bar{K}_D$  ( ${}^r\bar{K}_M$  – в 1.6 раза,  ${}^r\bar{K}_D$  – в 1.9 раза), что связано с более слабой зависимостью  ${}^r\bar{K}_M$  от  $\alpha$  и  $\beta(\lambda)$ ; это свойство позволило уменьшить падение величины  ${}^r\bar{K}$  при переходе в 1995 г. от высокопрозрачного УС ( $\bar{\lambda}_{УС} \sim 25$  м) Грозненского нефтеперерабатывающего завода (НПЗ) к менее качественному УС Уфимского НПЗ ( $\bar{\lambda}_{УС} \sim 15$  м).

Для эксперимента роль особенностей г), д) более важна, чем а), б), в), кроме того, количественное проявление эффектов а), б) невелико. По совокупности достоинств и недостатков зеркальный светосбор в счетчике данной конструкции предпочтительнее диффузного.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Агафонова Н.Ю., Бояркин В.В., Мальгин А.С. // ПТЭ. 2010. № 1. С. 52.
2. Джелли Дж. Черенковское излучение и его применения. М.: Издательство Иностранной литературы, 1960.
3. Агафонова Н.Ю., Бояркин В.В., Мальгин А.С. Препринт ИЯИ РАН 1203/2008. М., 2008.
4. Отчет по Госконтракту ФЦНТП № 02.513.11.3335, ШИФР: 2007-3-1.3-00-02-023, 2009.
5. Агафонова Н.Ю., Бояркин В.В., Мальгин А.С. // ПТЭ. 2010. № 6. С. 2.