

# СВЕТОСБОР В СЦИНТИЛЛЯЦИОННОМ СЧЕТЧИКЕ ОБЪЕМОМ 1.5 м<sup>3</sup> С КВАЗИЗЕРКАЛЬНЫМ ОТРАЖЕНИЕМ

Н.Ю. Агафонова, В.В. Бояркин, А.С. Мальгин  
Институт ядерных исследований РАН, Москва

## Аннотация

Исследован процесс светосбора в полуторакубовом сцинтилляционном счетчике, характеризующийся зеркальным отражением от рельефных (не плоских) поверхностей и высокой прозрачностью жидкого сцинтиллятора. По результатам измерений и моделирования светосбора методом Монте-Карло получена зависимость коэффициента светосбора от степени рельефности отражающих поверхностей и прозрачности сцинтиллятора, а также исследован временной ход светосбора.

## Введение

Полуторакубовый жидкостный сцинтилляционный счетчик (Рис. 1) был разработан в 1975-1976 гг. в лаборатории ЭМДН ИЯИ РАН для использования в долговременных крупномасштабных подземных экспериментах по поиску всплесков нейтринного излучения, возникающих при гравитационных коллапсах звездных ядер в конце их эволюции.

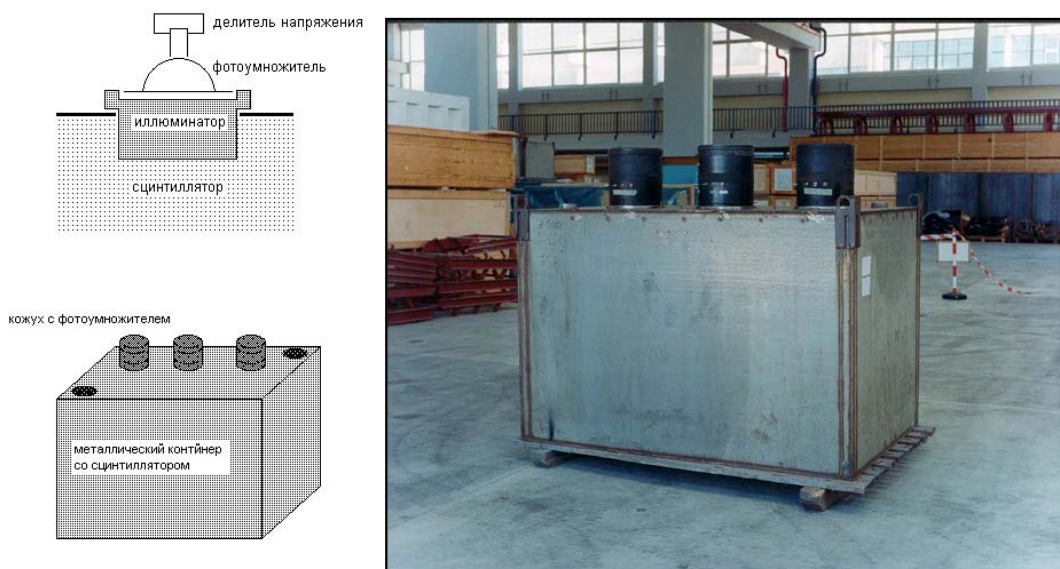
Основными реакциями регистрации нейтрино являются:

а) реакция обратного  $\beta$ -распада в сцинтилляторе

$$\bar{\nu}_e p \rightarrow n e^+, \quad E_{e^+} = 5 \div 100 \text{ МэВ}$$

$$n p \rightarrow D \gamma, \quad E_\gamma = 2.2 \text{ МэВ}$$

б) реакции  $\nu e$ ,  $\nu^{12}\text{C}$ ,  $\nu^{56}\text{Fe}$  взаимодействия нейтрино с электронами и ядрами по заряженным и нейтральным токам в веществе установки, основными продуктами этих реакций являются электроны ( $e^\pm$ ) и  $\gamma$ -кванты с ожидаемыми энергиями в диапазоне 2 - 60 МэВ.



*Рис. 1 – Полторакубовый сцинтилляционный счетчик.*

Из 72 таких счетчиков был сконструирован российско-итальянский детектор LSD (Liquid Scintillation Detector), работавший под Монбланом (Северная Италия) с 1984 по 1998 г. [1]. Установка LVD (Large Volume Detector), находящаяся в подземном зале в горном массиве Гран Сассо (Центральная Италия), содержит 840 счетчиков [2].

Форма счетчика (прямоугольный параллелепипед), его размеры ( $100 \times 150 \times 100 \text{ см}^3$ ) и расположение фотоумножителей на одной грани (верхней из 4х больших) выбраны в результате компромисса между физическими и техническими требованиями к планировавшимся экспериментам. К первым относятся максимальное заполнение сцинтилятором подземной камеры любого объема и высокая эффективность регистрации реакций а), б). Ко вторым – механическая прочность счетчика и его транспортабельность.

Физические требования обусловлены стремлением иметь максимально возможную массу мишени детектора при высокой точности определения энергии продуктов реакции и типа взаимодействия нейтрино с веществом детектора.

Технические условия продиктованы соображениями пожарной безопасности и характеристиками стандартных транспортно-погрузочных средств, используемых при перемещении и монтаже счетчиков.

Данные требования определили модульность структуры установок и прямоугольную форму счетчика-модуля с весом 1.5 тонны, что позволяет собирать из счетчиков прямоугольные конфигурации любых размеров. Конструкция счетчика обеспечивает: а) герметичность, необходимую для создания в счетчике аргоновой

атмосферы, б) механическую прочность, допускающую вертикальную нагрузку на сжатие ~20 тонн, в) технологичность изготовления, необходимую для высококачественного серийного производства контейнеров счетчиков.

Контейнер счетчика сварен из листов нержавеющей стали марки 12x18Н10Т толщиной 4 мм. Механическая прочность контейнера для вертикальной нагрузки обеспечивается рёбрами жесткости – четырёхмиллиметровыми пластинами длиной 100 см и шириной 10 см, вваренными вертикально внутрь углов контейнера и связывающими сопредельные вертикальные грани счетчика. Грани контейнера не имеют дополнительных рёбер жесткости, что позволяет компенсировать температурные изменения объема жидкого сцинтиллятора (ЖС) за счет гибкости стенок контейнера. Помимо этого, между крышкой счетчика и поверхностью жидкости имеется зазор 1–2 см. Полная масса контейнера в сборе – 290 кг (без ФЭУ и кожухов). На верхней грани имеются три отверстия диаметром 200 мм для установки фотоумножителей. Количество фотоумножителей является максимально возможным при сохранении механической прочности крышки контейнера. Все материалы счетчика химически инертны по отношению к веществу ЖС на основе уайт-спирита, что препятствует его старению и ухудшению прозрачности. Масса сцинтиллятора счетчика –  $1170 \pm 20$  кг.

## **1 Измерение характеристик светосбора**

### **1.1 Оптические свойства светособирающей системы счетчика**

Внутренняя поверхность счетчика покрыта майларом – зеркально отражающей алюминизированной пленкой на лавсановой основе. Пленка крепится к стенкам контейнера механически – с помощью металлических планок шириной 20 мм, обернутых майларом. Тип зеркального покрытия был выбран в соответствии с ассортиментом устойчивых к воздействию агрессивных сред отражающих пленок, выпускавшихся промышленностью, и требованием минимизации стоимости счетчика.

Толщина слоя алюминия варьируется в интервале 20–60 нм. Этим объясняется разброс коэффициента отражения образцов пленки  $\alpha$  в воздухе при нормальном падении света с длиной волны 420 нм (средняя длина волны света, излучаемого РОРОР’ом – шифтером сцинтиллятора) от 0.81 до 0.91. Средняя величина  $\bar{\alpha}$  для нормально падающего света 0.86. В процессе светосбора свет падает на пленку в основном под углами 15 – 50°, что увеличивает  $\bar{\alpha}$  в пустом счетчике до 0.87. В счетчике с ЖС отражение происходит на границе алюминий – сцинтиллятор и  $\bar{\alpha}$  возрастает до значений ~0.89.

Объем счетчика просматривается тремя спектрометрическими фотоумножителями ФЭУ-49Б или ФЭУ-125, являющимися модификацией ФЭУ-49Б. Диаметр

мультищелочного (SbKNaCs) фотокатода  $d_{\text{фк}} - 150$  мм. Вещество фотокатода нанесено на внутреннюю сторону оптического, не увиолевого, стекла толщиной 10 мм с границей прозрачности для УФ-света 330 нм. Фотокатоды расположены в плоскости внутренней поверхности крышки и сопрягаются со сцинтиллятором посредством иллюминаторов, изготовленных из не сцинтиллирующего оргстекла (плексигласа) диаметром 192 мм и толщиной 80 мм. Иллюминатор своей толщиной ограничивает дистанцию близких засветок фотокатода, способных вызвать большой сигнал на ФЭУ, и, таким образом, уменьшает неоднородность светосбора.

Фотоумножители притираются к иллюминаторам с использованием вазелинового масла, что увеличивает сигнал ФЭУ в  $\sim 2$  раза для иллюминаторов с неполированной контактной поверхностью. Коэффициенты преломления ЖС и веществ всех элементов сопряжения «ЖС – фотокатод» (оргстекло-вазелин-стекло) имеют практически одинаковые значения для света, излучаемого ЖС (370-500 нм). Пропускание этих элементов, ввиду их небольших толщин, на уровне 100%, поэтому полная потеря света на границах сред и в них самих не превышает 5%.

Основой ЖС [3] является уайт-спирит (УС) – углеводородсодержащее вещество, широко используемое в лакокрасочной промышленности. По массе УС содержит 65% парафинов  $C_nH_{2n+2}$ , 15% – нафтенных  $C_nH_{2n}$  и 20% – ароматических углеводородов [4]. Общая формула УС –  $C_nH_{2n}$ ,  $\bar{n} = 9.6$ . Плотность УС при температуре 20 °С  $\rho = 0.778 \pm 0.02$  г/см<sup>3</sup>, коэффициент объемного расширения –  $(1.23 \pm 0.04) \cdot 10^{-3}$  град<sup>-1</sup>, показатель преломления равен 1.5 для света с длиной волны 420 нм. Температура вспышки УС в открытом объеме  $36 \pm 2$  °С, его диэлектрическая проницаемость  $\varepsilon$  (УС)=2.1 в 2 раза выше, чем у сухого воздуха.

Для получения высокой прозрачности сцинтиллятора основа очищалась прогонкой под давлением через сорбенты  $Al_2O_3$  и цеолит. Прозрачность контролировалась на длине волны спектрофотометра 420 нм методом «выхода из пучка» по интенсивности света, проходящего через столб жидкости 60 см. Затем в основе растворялся шифтер РОРОР (0.03 г/л) и активатор РРО (1 г/л). Удельный световыход ЖС – 1 фотон на 160 эВ или 6.25 фот/кэВ. Спектр излучения ЖС и спектральная чувствительность фотокатода ФЭУ хорошо согласуются. ЖС в счетчике продувается аргоном для вытеснения кислорода воздуха, растворенного в ЖС и подавляющего сцинтилляцию. В больших объемах сцинтиллятора практически весь кислород удаляется пропусканьем через ЖС объема аргона, в 6 раз превышающего объем ЖС. Световыход при этом увеличивается в  $\sim 2$  раза [3].

Средняя прозрачность УС после очистки около 20 м, на этой длине интенсивность света падает в  $e$  раз.

## **1.2 Компоненты светосбора**

Коэффициент светосбора  $k$  для одного ФЭУ (отношение числа фотонов, собирающихся на фотокатод, к количеству фотонов, излученных сцинтиллятором) можно выразить суммой двух компонент:

$$k = k^{dir} + k^{refl}, \quad (1)$$

$k^{dir}$  – доля света, приходящего на ФЭУ без отражений (прямой свет) и пропорциональная телесному углу  $\omega(r)$ , под которым виден фотокатод из места вспышки:  $k^{dir} = \frac{\omega}{4\pi} \cdot \exp(-\frac{r}{\lambda})$ ,  $\lambda$  – длина пропускания ЖС;  $k^{refl}$  – доля света, приходящего на фотокатод после зеркальных отражений.

Компонента  $k^{dir}$  при известной  $\lambda$  рассчитывается геометрически. Максимальная величина  $k_{max}^{dir} = 0.5$  соответствует положению вспышки на фотокатод, иллюминатор и стекло перед фотокатодом (общая толщина 9 см) уменьшают  $k_{max}^{dir}$  до  $\sim 0.1$ . В бóльшей части объема счетчика  $r \gg d_{фк}$  и  $k^{dir} \leq 0.01$ .

Величину  $k^{refl}$  также можно определить геометрическим расчетом в предположении идеально плоских зеркально отражающих поверхностей. В реальном счетчике майлар прикреплён к стенкам механически и без натяжения, поэтому он имеет волнообразные морщины и пузыри с размерами, сравнимыми с диаметром ФЭУ. За счет этого первые отражения света от быстрой вспышки приобретают квазизеркальный характер – на поверхности майлара возникают блики, сходные с "лунной дорожкой" на водной поверхности. Затем свет становится квазидиффузным, а его величина – не зависящей от координат вспышки. В квазидиффузной фазе светосбора каждый элемент поверхности  $ds$  зеркально отражает свет, одновременно падающий на него со всех направлений, индикатриса отраженного света при этом отличается от диффузной, она будет определена ниже (Рис. 8б).

Таким образом, компоненту  $k^{refl}$  можно разделить на две составляющие – квазизеркальную, включающую первые отражения, и квазидиффузную. В таком случае выражение (1) принимает вид:

$$k = k^{dir} + k^{qmir} + k^{qdiff}. \quad (2)$$

Величина  $k^{qdiff}$  постоянна практически во всём объеме счетчика кроме области вблизи иллюминатора, где доля прямого света, выбывающего из процесса светосбора,

сопоставима с долей света, идущего в отражения. Величины  $k^{dir}$  и  $k^{qmir}$  сильно зависят от координат вспышки, при этом  $k^{dir} \propto 1/r^2$ , а  $k^{qmir} \propto r^2$ . Следовательно, форма распределения  $P(k)$  в объеме счетчика определяется компонентами  $k^{dir}$  и  $k^{qmir}$ .

Для определения  $k^{qdiff}$  в качестве первого приближения можно использовать выражение для светосбора в счетчиках с диффузным отражением (по закону Ламберта  $I(\Theta) = I_0 \cos^2 \Theta$ ) и формой, близкой к сферической [5]:

$$k^{qdiff} = f \frac{\alpha\beta}{1 - \alpha\beta}, \quad (3)$$

$f = \frac{S_{\phi k}}{S_{tot}}$ ,  $S_{\phi k}$  и  $S_{tot}$  – площади фотокатода и отражающей поверхности,  $\beta = \exp(-\bar{l}/\lambda)$  –

коэффициент пропускания ЖС для усредненного пробега света  $\bar{l}$  между двумя последовательными отражениями. В счетчике с диффузным отражением  $\bar{l} = 4 \cdot \frac{V_{cu}}{S_{tot}}$  [5],

что для исследуемого случая дает  $\bar{l} = 0.75$  м.

Формула (3) получена для области  $r \gg d_{\phi k}$  в предположении многократных отражений и попадания света на фотокатод от каждого отражения. Большое число отражений обеспечивается высокими, порядка 1, значениями  $\alpha$  и  $\beta$  и  $f \ll 1$ . При этих условиях процесс светосбора от короткой точечной вспышки, длительность которой  $t_{всп}$  много меньше характерного времени светосбора  $\tau_{сб}$ , для одного ФЭУ можно представить суммой последовательности пакетов отраженного света, приходящих на фотокатод через интервал времени  $\bar{t}_{сб} = \bar{l}/c^*$ ,  $c^*$  – скорость света в ЖС:

$$k^{qdiff} = f(\alpha\beta) + f(\alpha\beta)^2 + \dots + f(\alpha\beta)^m = f \sum_{i=1}^m (\alpha\beta)^i = f \frac{\alpha\beta [1 - (\alpha\beta)^m]}{1 - \alpha\beta}, \quad (4)$$

при  $m \rightarrow \infty$  получаем (3).

Выражение (3), определяющее светосбор для одного ФЭУ, должно учитывать поглощение света тремя «черными» отверстиями, вырезанными в майларе для установки ФЭУ, приводящее к уменьшению эффективной величины  $\alpha$ . Диаметр каждого отверстия в 1.4 раза превосходит диаметр фотокатода, а площадь – в 2.0 раза, следовательно в (3) коэффициент отражения имеет величину

$$\alpha^* = \alpha(1 - 3 \times 2f) = \alpha(1 - 6f). \quad (5)$$

Так как  $k^{qdiff} = \text{const}$  в большей части объема счетчика, то суммарный коэффициент светосбора для трех ФЭУ  $K^{qdiff} = 3k^{qdiff}$ .

Поскольку форма распределения коэффициента светосбора  $K$  в объеме счетчика  $P(K)$  определяется компонентами  $K^{dir}$  и  $K^{qmir}$ , в соответствии с (2) среднюю по счетчику величину  $\overline{K}$  можно выразить в виде

$$\overline{K} = \overline{(K^{dir} + K^{qmir})} + K^{qdiff} . \quad (6)$$

В силу зависимости  $K^{dir}$  и  $K^{qmir}$  от геометрии взаимного расположения источника света и ФЭУ, введем геометрическую компоненту светосбора  $\overline{K^{geom}} = \overline{(K^{dir} + K^{qmir})}$ . В таком случае

$$\overline{K} = \overline{K^{geom}} + K^{qdiff} . \quad (7)$$

Очевидно, что величины  $\overline{k_{\delta}^{geom}}$  для боковых ФЭУ равны между собой  $\overline{k_{\delta 1}^{geom}} = \overline{k_{\delta 2}^{geom}}$ , а  $\overline{k_{\psi}^{geom}}$  центрального ФЭУ превосходит  $\overline{k_{\delta}^{geom}}$ . Кроме этого,  $\overline{k_{\psi}^{geom}} + 2\overline{k_{\delta}^{geom}} < \overline{(k_{\psi}^{geom} + k_{\delta 1}^{geom} + k_{\delta 2}^{geom})}$ , следовательно,  $\overline{K} = \overline{(k_{\psi}^{geom} + k_{\delta 1}^{geom} + k_{\delta 2}^{geom})} + 3k^{qdiff}$ .

### **1.3 Измерение характеристик светосбора**

Величина  $K$  и её распределение  $P(K)$ , влияющее на энергетическое разрешение счетчика, были определены экспериментально. Для измерений был выбран «средний» по светособирающим характеристикам (по выборке из 66 счетчиков) счетчик P-500.

Измерения были выполнены как в пустом, так и в заполненном счетчике. Измерения в пустом счетчике позволяют установить величину параметра  $\delta\theta_0$ , характеризующего рельеф майлара и влияющего на светосбор  $\overline{K}$ , а также получить максимально точную форму распределения  $P(K)$ . В пустом счетчике при фиксированном  $\alpha_{fl}$  коэффициент светосбора зависит единственно от параметра  $\delta\theta_0$ , и по измеренному  $\overline{K}_{fl}$  его величину можно найти методом Монте-Карло (МК). Форму распределения  $P(K)$  с высокой точностью, то есть при измерении  $K$  во многих точках объема, можно установить только в пустом счетчике, так как в заполненном перемещать источник света технически сложно.

Измерения в счетчике с ЖС проведены для определения поправки токов ФЭУ при переходе от пустого счетчика к полному с последующим установлением прозрачности ЖС  $\lambda$  расчетным путем.

Условия светосбора, помимо прозрачности сред (воздух, ЖС) и коэффициента отражения ( $\alpha_{\Pi} = 0.87$ ,  $\alpha_{ЖС} = 0.89$ ), в пустом и заполненном счетчике разные. В пустом счетчике измерения проводились без иллюминаторов, играющих роль светособирающей линзы и увеличивающих светосбор в 2 раза по сравнению с заполненным. При этом на стекле фотокатодов возникает френелевское отражение, приводящее к уменьшению светосбора. В счетчике с ЖС имеются потери света в иллюминаторах. Кроме того, часть света выходит в технологический зазор  $\sim 1.5$  см между ЖС и майларом крышки и мигрирует там за счет френелевского отражения от поверхности ЖС и от майлара с  $\alpha_{\Pi} = 0.87$  и  $\delta\theta_0$  до поглощения в майларе или фотокатоде.

Перечисленные эффекты учитывались в МК-расчете при определении величин  $\delta\theta_0$  и  $\lambda$  с использованием данных, полученных в измерениях.

Распределение  $P(K)$  было получено на базе токовых измерений при засветке счетчика изотропным точечным источником света (ips) 4 $\pi$ -геометрии с известной полной светимостью. Под токовыми измерениями понимается фиксация величины постоянного тока с выхода интегрирующей цепи делителя ФЭУ при помещении ips в определенную точку счетчика. Токовые измерения при изучении светосбора эквивалентны импульсным.

Ips был изготовлен из полистирола (ПС) – пластического сцинтиллятора с включенными РРО и РОРОР – в форме шара ( $\varnothing=5$  см), в центре которого находился радиоактивный  $\gamma$ -источник  $^{60}\text{Co}$  с интенсивностью 1.846 МБк. Поверхность шара была сделана шероховатой, чтобы исключить влияние полного внутреннего отражения света в ips при измерениях в пустом счетчике. Источник света с такими размерами можно считать точечным, поскольку, с одной стороны, его сечение  $\sigma_{ips} \ll S_{фк}$ , что обеспечивает зависимость  $k^{dir} \propto \frac{1}{r^2}$  в объеме счетчика, и, с другой стороны, ips не влияет на процесс светосбора, так как  $\sigma_{ips} \ll S_{tot}$ . Средняя длина волны света сцинтилляций  $\sim 420$  нм, изотропность свечения в телесном угле 4 $\pi$  сохранялась в пределах 3%. Ток каждого ФЭУ, вызываемый ips в пустом счетчике, составлял 100-800 нА в зависимости от расположения ips относительно ФЭУ. Характерная величина темновых токов ФЭУ 5–20 нА.

На тонкой нити-подвесе ips помещался в центры ячеек с размерами 10 $\times$ 10.7 $\times$ 10 см по x, y, z. Точка отсчета находилась в центре крышки, координата z направлена от крышки вниз, y – вдоль большей стороны счетчика, x – вдоль короткой, точность измерения координат центра ips  $\pm 0.5$  см – по x, y,  $\pm 0.3$  см – по z. 350 ячеек равномерно заполняли  $\frac{1}{4}$  объема, ограниченного мнимыми вертикальными плоскостями симметрии



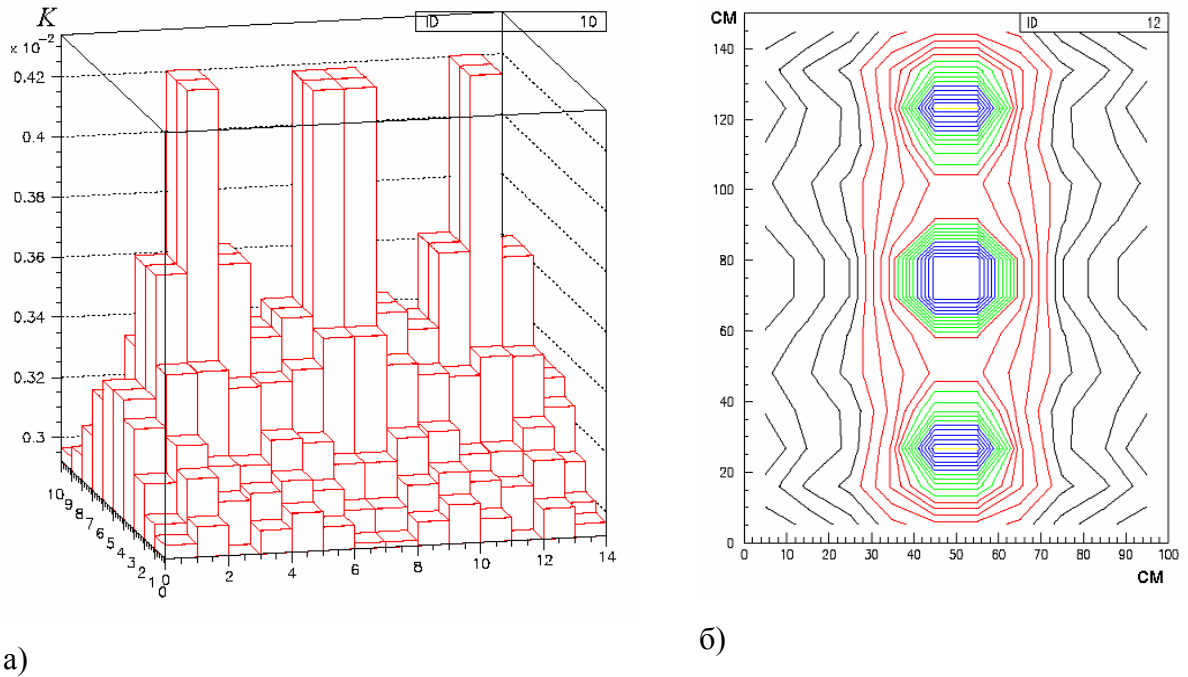
счетчика. Такой выбор исследуемого объема позволяет считать полученное в нем распределение  $P(K)$  тождественным распределению для всего счетчика.

Фотоумножители были выравнены между собой по токовому отклику на засветку прямым светом ips в отсутствие отражений; для этого ips подвешивался под ФЭУ в черном полиэтиленовом мешке, изолирующем ФЭУ от отраженного света. Фиксировались токи каждого (A, B, C) ФЭУ, сумма  $\sum_3 J = J(A) + J(B) + J(C)$  являлась суммарным сигналом трех ФЭУ при фиксированном положении ips. Величина  $K$  в данной точке счетчика определяется отношением  $J_{изм} / J_{ips}^{tot}$ , где  $J_{ips}^{tot}$  – полная светимость ips. Величина  $J_{ips}^{tot} = (18700 \pm 250)$  нА была определена по прямому свету от ips, находившегося на расстоянии 85 см от фотокатода. Учет френелевского отражения от стекла фотокатода, составляющего 6% для выбранной геометрии измерения, увеличивает  $J_{ips}^{tot}$  до 19900 нА.

Значения токов каждого ФЭУ и суммарного тока  $\sum_3 J$  при помещении ips в каждую из 350 точек были получены в пустом счетчике без иллюминаторов. При переходе от пустого к заполненному счетчику уменьшение величины  $\bar{K}$  можно в основном отнести на счет компоненты  $K^{qdiff}$ , так как изменение суммы ( $K^{dir} + K^{qmir}$ ), пропорциональное отношению  $\alpha_{жс} \beta / \alpha_{п}$ , при пробегах света в ЖС 0,5 – 2 метра и  $\lambda \sim 10$  м не превышает 12%.

Это позволяет для определения переходной поправки  $\Delta J = J_{п}^{ips} - J_{жс}^{ips} = J_{п}^{qdiff} - J_{жс}^{qdiff}$  ограничиться установлением величин  $J_{п}^{qdiff}$  и  $J_{жс}^{qdiff}$  и измерением токов ФЭУ от ips, помещаемого только в нескольких точках заполненного счетчика. Была выбрана "вертикаль" с координатами  $x=35$  см,  $y=60$  см, всего 10 точек. Для получения величины  $J_{жс}^{ips}$  токи ФЭУ в этих точках измерялись дважды: с ips, который вызывал ток ФЭУ ( $J_{жс}^{ips} + J_{жс}^{\gamma}$ ) совместным свечением ПС и ЖС, и с шаром-поглотителем такого же диаметра из несцинтиллирующего плексигласа (ПГ), внутри которого находился  $\gamma$ -источник, вызывающий ток  $J_{жс}^{\gamma, ПГ}$ . Поскольку плотности ПГ и ПС близки ( $\rho_{ПГ} = 1.16$  г/см<sup>3</sup>,  $\rho_{ПС} = 1.05$  г/см<sup>3</sup>), плексигласовая сфера поглощает такую же энергию  $\gamma$ -излучения, как и полистироловая, обеспечивая равенства  $J_{жс}^{\gamma} = J_{жс}^{\gamma, ПГ}$  и  $J_{жс}^{ips} = (J_{жс}^{\gamma} + J_{жс}^{ips}) - J_{жс}^{\gamma, ПГ}$ . Характерные значения токов каждого ФЭУ ( $J_{жс}^{\gamma} + J_{жс}^{ips}$ )  $\approx 900$  нА,  $J_{жс}^{\gamma} \approx 700$  нА. Величины  $J_{п}^{qdiff}$ ,  $J_{жс}^{qdiff}$  для одного ФЭУ были

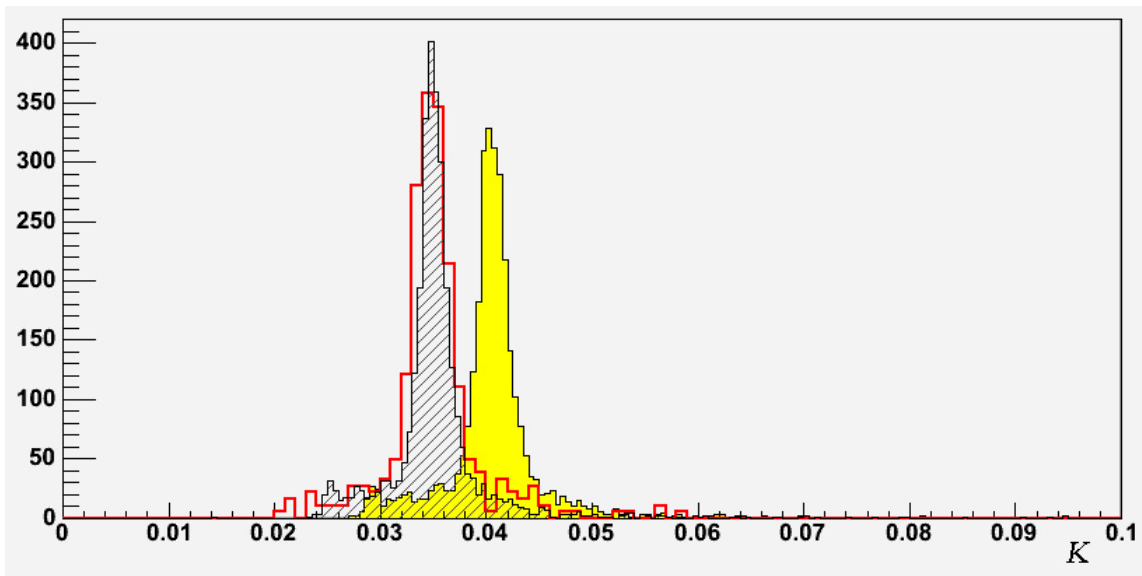
определены при положении  $\text{ipr}$  в точке, где справедливы условия  $k^{dir} = 0$  и  $k^{qmir} \ll k^{qdiff}$  ( $\text{ipr}$  под крышкой в дальнем от ФЭУ углу счетчика):  $J_{II}^{qdiff} = 112$  нА,  $J_{ЖС}^{qdiff} = 82$  нА.



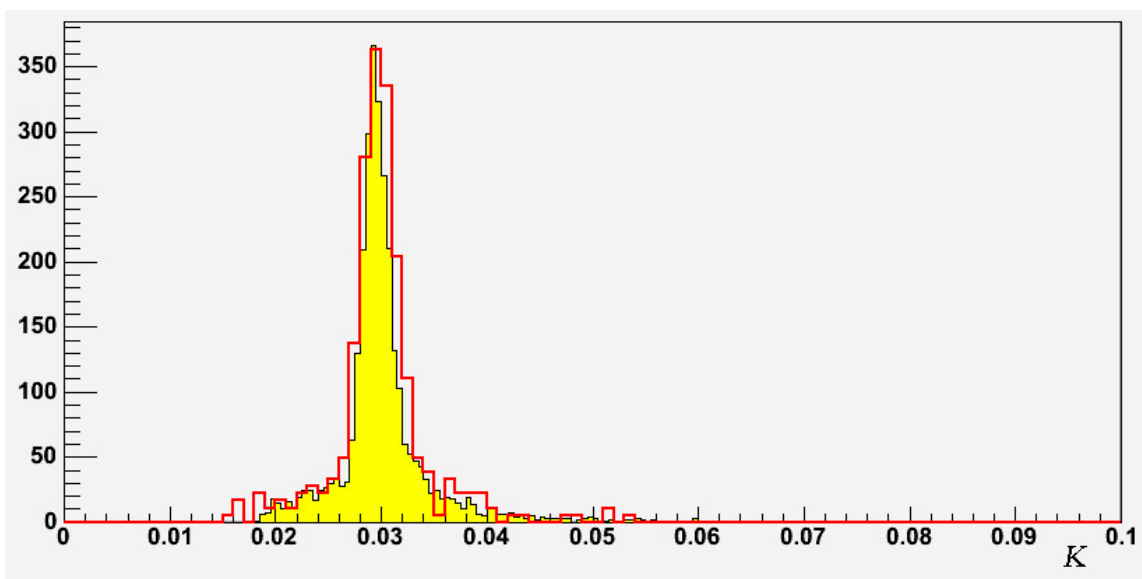
**Рис.2** – Изофоты (счетчик с ЖС): а) – изометрия (по  $x, y$  – номера ячеек), б) – вид сверху.

По результатам измерений с  $\text{ipr}$  в пустом и заполненном счетчике были определены: форма распределения  $P(K)$ , характеристики распределения  $\bar{K}$ ,  $K^{вер}$  и  $\eta = \Delta K / K^{вер}$ , величина квазидиффузной компоненты  $K^{qdiff}$ . Изофоты (линии постоянного значения  $K$ ) приведены на Рис. 2. Измеренное распределение  $P(K_{II})$  величины светосбора в пустом счетчике для суммы трех ФЭУ и распределение  $P(\aleph)$ , представлены на Рис.3а,б. Величина коэффициента  $k_{фр}=1.144$ , учитывающего френелевское отражение, получена в результате МК-расчета. Среднее  $\bar{\aleph}$  по распределению  $P(\aleph)$ , где  $\aleph$  - коэффициент светосбора в пустом счетчике без поправки на френелевское отражение от стекла фотокатодов, составляет  $40 \cdot 10^{-3}$ . В эту величину входит  $\aleph^{qdiff} = 3k^{qdiff} k_{фр} = 3 \times \frac{112 \cdot 1.144}{19900} = 19.3 \cdot 10^{-3}$ . Светособирающие свойства счетчика характеризуются величинами  $\bar{\aleph}$  и  $\aleph^{qdiff}$ , вклад геометрической компоненты получаем в соответствии с (7):

$$\bar{\aleph}^{geom} = \bar{\aleph} - \aleph^{qdiff} = 40 \cdot 10^{-3} - 19.3 \cdot 10^{-3} = 20.7 \cdot 10^{-3}.$$



*Рис. 3а – Распределения  $P(K_{П})$ : экспериментальное - толстая линия, расчетное – штриховка; расчетное распределение  $P(N)$  - заливка. Распределения нормированы на полное число измерений. По оси ординат – количество измерений.*



*Рис. 3б – Распределение  $P(K_{ЖС})$ . Заливкой выделено расчетное распределение. Распределения нормированы на полное число измерений. По оси ординат – количество измерений.*

Геометрическая компонента слабо связана с  $\alpha$  и  $\beta$ , определяющими светособирающие качества счетчика. Напротив, не зависящая от координат вспышки квазидиффузная компонента сильно зависит от  $\alpha$  и  $\beta$ : в заполненном счетчике

$$K_{ЖС}^{diff} = 3 \times \frac{82}{19900 \cdot k_w} = 12.7 \cdot 10^{-3}; k_w \text{ учитывает поглощение света в иллюминаторах, при}$$

средней длине пробега света в иллюминаторе 10 см и прозрачности плексигласа  $\sim 4$  м  $k_w=0.975$ . Следовательно,

$$\overline{K_{ЖС}} = \overline{K_{ЖС}^{geom}} + K_{ЖС}^{diff} = \left( \frac{\alpha_{ЖС}}{\alpha_{П}} \beta \right) \overline{K_{ЖС}^{geom}} + K_{ЖС}^{diff} = 0.88 \cdot 20.7 \cdot 10^{-3} + 12.7 \cdot 10^{-3} = 30.9 \cdot 10^{-3}$$

при  $\beta = \exp(-1.5M/10M) = 0.86$ . Разрешение  $\eta$  распределения  $P(K)$  при переходе от пустого к заполненному счетчику увеличивается от 0.13 до 0.15 за счет уменьшения величины  $K^{exp}$ . При остающейся неизменной величине  $\Delta K$  это означает, что относительное смещение в область меньших значений  $K$  левой ветви распределения, сильнее связанной с  $K^{diff}$ , больше, чем правой, сильнее связанной с компонентой  $K^{geom}$ .

Ошибка величины светосбора  $K_{ЖС}^{diff}$  зависит главным образом от неопределенности интенсивности  $\text{ipr} \pm 1.3\%$ , следовательно,  $K_{ЖС}^{diff} = (12.7 \pm 0.2) \cdot 10^{-3}$ . В ошибку распределения  $\overline{K_{ЖС}}$  входит также ошибка вычисления  $\beta$ , вносимая неопределенностью пробега для  $K^{geom}$ , поэтому  $\overline{K_{ЖС}} = (30.9 \pm 1.1) \cdot 10^{-3}$  (Рис. 3б).

Измеренная величина  $k_{П}^{diff}$  для одного ФЭУ составляет  $6.4 \cdot 10^{-3}$ , в то же время величина  $k_{П}^{diff} = 13.6 \times 10^{-3}$ , найденная по формуле (3) при  $f = 2.25 \times 10^{-3}$ ,  $\alpha = 0.87$ ,  $\beta = 1$ , более чем в 2 раза превышает измеренную. Расчет для  $k_{П}^{diff}$  согласуется с измеренной величиной при подстановке в (5)  $\alpha^2$  вместо  $\alpha$ . Это возможно, если квазидиффузный свет достигает ФЭУ после двух, в среднем, отражений. Поскольку все ФЭУ находятся на одной грани счетчика, выбывание света через отверстия ФЭУ происходит один раз в цикле светосбора, содержащем два отражения. В соответствии с этим выражения (4) и (3) принимают, соответственно, вид:

$$k^{diff} = f(\alpha\beta)^2(1-6f) + f[(\alpha\beta)^2(1-6f)]^2 + f[(\alpha\beta)^2(1-6f)]^3 + \dots + f[(\alpha\beta)^2(1-6f)]^m, \quad (8)$$

$$k^{diff} = f \frac{(\alpha\beta)^2(1-6f)}{1-(\alpha\beta)^2(1-6f)}. \quad (9)$$

В пустом счетчике ( $\alpha = 0.87$ ,  $\beta = 1$ ) выражение (9) дает величину  $k_{П}^{diff} = 6.6 \cdot 10^{-3}$ , согласующуюся с измеренной. В заполненном счетчике величина светосбора составила  $k_{ЖС}^{diff} = 4.2 \cdot 10^{-3}$ , которая с помощью формулы (9) при  $\alpha_{ЖС} = 0.89$  позволяет определить величину  $\beta = 0.914$ .

Использование диффузной модели светосбора, то есть выражения для  $\overline{K_{ЖС}}$

$$\overline{K_{жс}} = \overline{K_{жс}^{dir}} + K_{жс}^{diff} = \overline{K_{жс}^{dir}} + 3f \frac{\alpha\beta(1-6f)}{1-\alpha\beta(1-6f)}, \quad (10)$$

при известных значениях  $\alpha\beta = 0.813$  и  $\overline{K_{жс}^{dir}} \approx 4 \cdot 10^{-3}$  дает величину  $\overline{K_{жс}} = 31.3 \cdot 10^{-3}$ , практически совпадающую с получаемой ( $\overline{K_{жс}} = 30.9 \cdot 10^{-3}$ ) по формулам (7, 9), но лучшее разрешение функции распределения  $P(K_{жс})$   $\eta = 0.09$ , которое в этом случае повторяет форму распределения  $P(K_{жс}^{dir})$ . Таким образом, в диффузной модели величина  $\overline{K}$  определяется главным образом компонентой  $K^{diff}$ , поэтому светосбор при диффузном отражении сильнее, по сравнению с зеркальным, зависит от величин  $\alpha$  и  $\beta$ .

## **2 Моделирование светосбора в пустом и заполненном счетчике**

### **2.1 Параметры моделирования**

Компьютерное моделирование процесса светосбора было проведено для установления характеристик светосбора при зеркальном отражении от рельефной поверхности (квазизеркальное отражение) и соответствия выражений (8, 9) квазидиффузной компоненте светосбора, определения зависимости величины  $K$  от коэффициентов  $\alpha$  и  $\beta$ , исследования временного хода светосбора, формирующего сигнал быстрого ФЭУ.

Светосбор был промоделирован методом МК как в пустом, так и в заполненном счетчике. Расчет светосбора в пустом счетчике являлся вспомогательным, его результаты сравнивались с данными детальных измерений с  $\text{ipr}$  с целью определения параметра, характеризующего различие между зеркальным отражением света от реальной поверхности и идеально плоской, а также установления применимости формулы (9) для вычисления величины  $K^{diff}$ .

Светосбор в пустом счетчике считался зависящим от: а) параметра  $\delta\theta_0$ , характеризующего квазизеркальность поверхности, б) коэффициента отражения майлара  $\alpha_{II}$ , в) френелевского отражения света стеклом фотокатода. При известных б) и в) параметр  $\delta\theta_0$  определяется в соответствии с измеренной величиной  $\overline{K_{II}} = 35 \cdot 10^{-3}$ .

Параметр  $\delta\theta_0$  нарушает закон зеркального отражения от идеально плоской поверхности  $\theta_{omp}^{mir} = \theta_{nao}$  при зеркальном отражении света реальной поверхностью  $\theta_{omp}^{real} = \theta_{omp}^{mir} + \delta\theta$ . При моделировании светосбора угол  $\theta_{omp}^{real}$  равновероятно выбирался из диапазона  $(\theta_{omp}^{mir} - \delta\theta_0, \theta_{omp}^{mir} + \delta\theta_0)$  в каждом отражении. Увеличение угла  $\delta\theta_0$  должно

уменьшать величину  $K$  за счет "перекачки" света из компоненты  $K^{geom}$  в  $K^{qdiff}$  и падения величины  $K^{qdiff}$  вследствие дополнительного рассеяния отраженного света.

Параметр  $\delta\theta_0$  может быть различным для пустого и заполненного счетчика:  $\delta\theta_0^{\Pi} \neq \delta\theta_0^{ЖС}$ . В счетчике с ЖС майлар, несмотря на крепежные планки, больше пузырится, в то время как в пустом, полученном сливом жидкости, майлар частично прилипает к стенкам счетчика. С другой стороны, как будет изложено ниже, вследствие зазора 1.5 см между ЖС и майларом крышки часть света, идущего к крышке, испытывает полное внутреннее отражение от идеально плоской границы "ЖС–аргон" с коэффициентом 1. Учитывая это, а также факт, что сами стенки не идеальны, а обернутые майларом крепежные планки (общая длина  $\sim 2300$  см при ширине  $\sim 3$  см) одинаково рассеивают свет в пустом и заполненном счетчике, можно принять  $\delta\theta_0^{\Pi} = \delta\theta_0^{ЖС}$ .

Изменение коэффициента  $\alpha_{\Pi}$  приводит к соответствующему изменению величины  $K$  в основном по причине более сильной зависимости компоненты  $K^{qdiff}$  от  $\alpha$  по сравнению с  $K^{geom}$ . Диапазон изменения  $\bar{\alpha}$  "зажат" результатами прямых измерений отражения нормально падающего света различными образцами майлара:  $0.85 \leq \bar{\alpha} \leq 0.87$ . При моделировании базовой принималась величина  $\bar{\alpha}_{\Pi} = 0.87$ , что объясняется зависимостью  $\alpha$  от  $\theta_{nad}$ , которая несколько увеличивает  $\bar{\alpha}_{\Pi}$  за счет большей эффективной толщины отражающего слоя алюминия для доминирующих углов падения света  $15^{\circ} - 50^{\circ}$ .

Френелевское отражение от стекла фотокатода вводилось в соответствии с известной зависимостью  $\Phi_{отр}(\theta_{nad})$  на границе воздух–стекло.

Целями моделирования светосбора в счетчике с ЖС являлись: установление величины эффективной прозрачности сцинтиллятора  $\lambda$  и зависимости  $K(\lambda)$ ; определение разрешения  $\eta$  распределения  $P(K)$ .

Светосбор в заполненном счетчике предполагался зависящим от: а) параметра  $\delta\theta_0^{ЖС}$ ; б) коэффициента  $\bar{\alpha}_{ЖС}$ ; в) прозрачности иллюминаторов  $I_w=0.975$ ; г) недолива счетчика 1.5 см; д) эффективной прозрачности сцинтиллятора  $\lambda$ . При известных а) – г) величину  $\lambda$  можно установить в соответствии со значением  $\overline{K_{ЖС}}$ , полученным по данным измерений.

Параметр  $\delta\theta_0$  в заполненном счетчике по сравнению с пустым не изменяется ( $\delta\theta_0^{ЖС} = \delta\theta_0^{\Pi}$ ), величина же  $\bar{\alpha}_{ЖС}$  увеличивается на  $\sim 2\%$  относительно  $\bar{\alpha}_{\Pi}$  вследствие большей диэлектрической проницаемости ЖС по сравнению с воздухом. В расчете базовой принималась  $\bar{\alpha}_{ЖС} = 0.89$  при коридоре значений  $0.88 - 0.91$ .

Прозрачность плексигласа иллюминаторов  $l_w \sim 4$  м, чему соответствуют потери света  $\sim 3\%$  при длине пробега света в плексигласе  $\sim 10$  см. Френелевским отражением на границах "ЖС – плексиглас", "плексиглас – вазелин", "вазелин – стекло" в расчете пренебрегалось, так как показатели преломления этих сред практически одинаковы.

Как было отмечено ранее, счетчик имеет недолив в среднем  $\sim 1.5$  см для компенсации температурных изменений объема ЖС. Это влияет на процесс светосбора: свет, приходящий к поверхности жидкости из ЖС под углами, меньшими  $\theta_b = 48^\circ$ , пересекает её и попадает в зазор между майларом и жидкостью. В ЖС возвращается не весь свет: часть его за счет френелевского отражения от поверхности ЖС остается мигрировать в зазоре и, в конечном счете, поглощается майларом или исчезает в фотокатоде (плоскость фотокатода лежит в плоскости майлара крышки). Фракция света с углами падения больше  $\theta_b$  не выходит из ЖС вследствие полного внутреннего отражения с коэффициентом отражения 1. Как показал расчет, недолив счетчика увеличивает светосбор на 10%.

Таким образом, искомая величина  $\lambda$  должна соответствовать измеренному светосбору  $\bar{K}_{ЖС} = 30.9 \cdot 10^{-3}$  при вводимых в расчет фиксированных факторах а) – г).

Расчет был выполнен для мгновенных вспышек с числом изотропно излучаемых фотонов около 25 тыс. во вспышке, эквивалентном энерговыделению 4 МэВ в ЖС. Количество фотонов во вспышке выбрано в результате компромисса между точностью расчета и его продолжительностью. Прослеживалась судьба каждого фотона до его исчезновения в ЖС, майларе или фотокатоде. Поглощение в ЖС считалось экспоненциальным на прямолинейном участке траектории фотона. В случае отражения фотона от майлара в соответствии с принятой величиной  $\alpha$  предполагалось, что фотон "забывает" свою предысторию и вероятность достижения им стенки в очередной раз рассчитывалась заново в соответствии с величиной  $\lambda$ . Расчет проводился до последнего фотона. Вспышки инициировались в центрах 3000 ячеек размером  $5 \times 5 \times 5$  см<sup>3</sup>, заполняющих, аналогично измерениям с ips,  $\frac{1}{4}$  объема счетчика.

В результате одной серии розыгрышей  $7.5 \cdot 10^7$  фотонов при фиксированных входных параметрах рассчитывалось распределение  $P(K)$  и  $\bar{K}$ . Выходными данными расчета являлись также распределения  $P(k)$  и  $\bar{k}$  для каждого ФЭУ, распределения  $P(K)$  и  $P(k)$  фракций прямого, однократно, двукратно и троекратно отраженного света, распределения длин пробегов фотонов от вспышки до поглощения фотокатодом, числа отражений, углов падения на фотокатод.

## 2.2 Результаты моделирования в пустом счетчике.

Рассчитанная зависимость  $\bar{\aleph}(\delta\theta_0)$  при  $\bar{\alpha}_\Pi = 0.87$  приведена на Рис. 4. Измеренной величине светосбора  $\bar{\aleph} = 40 \cdot 10^{-3}$  соответствует значение  $4.5^\circ$  параметра  $\delta\theta_0$ . Согласие измерений и расчета при  $\delta\theta_0 = 4.5^\circ$  по форме и значениям распределения  $P(\aleph)$  (Рис. 3а) и функции  $\aleph(z)$  (Рис.5) подтверждает правильность найденного значения  $\delta\theta_0$ .

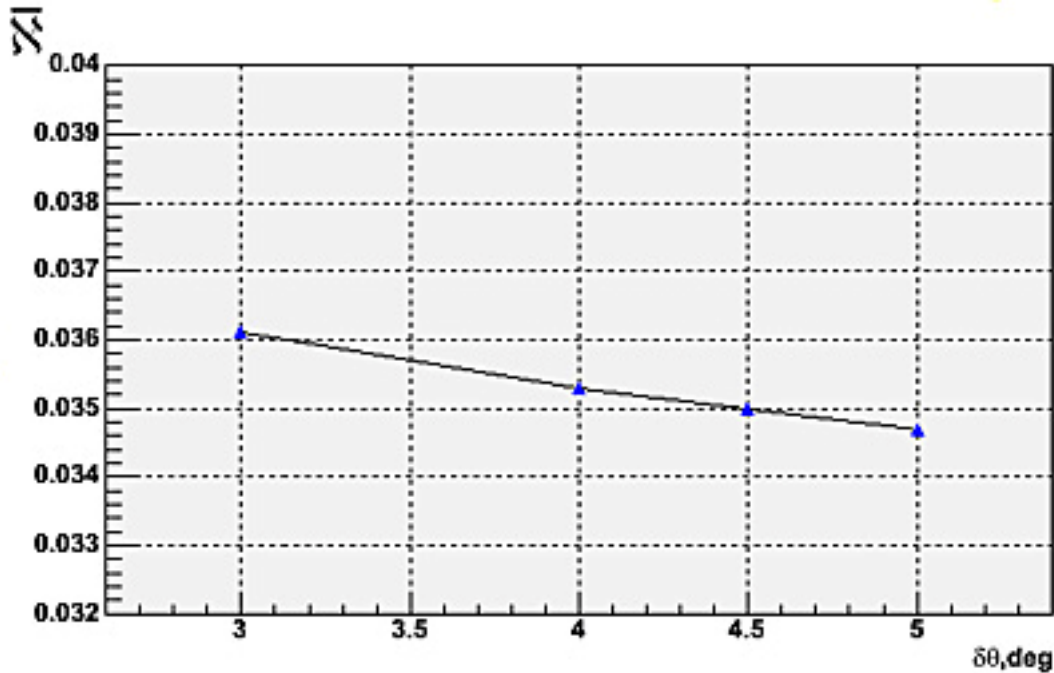


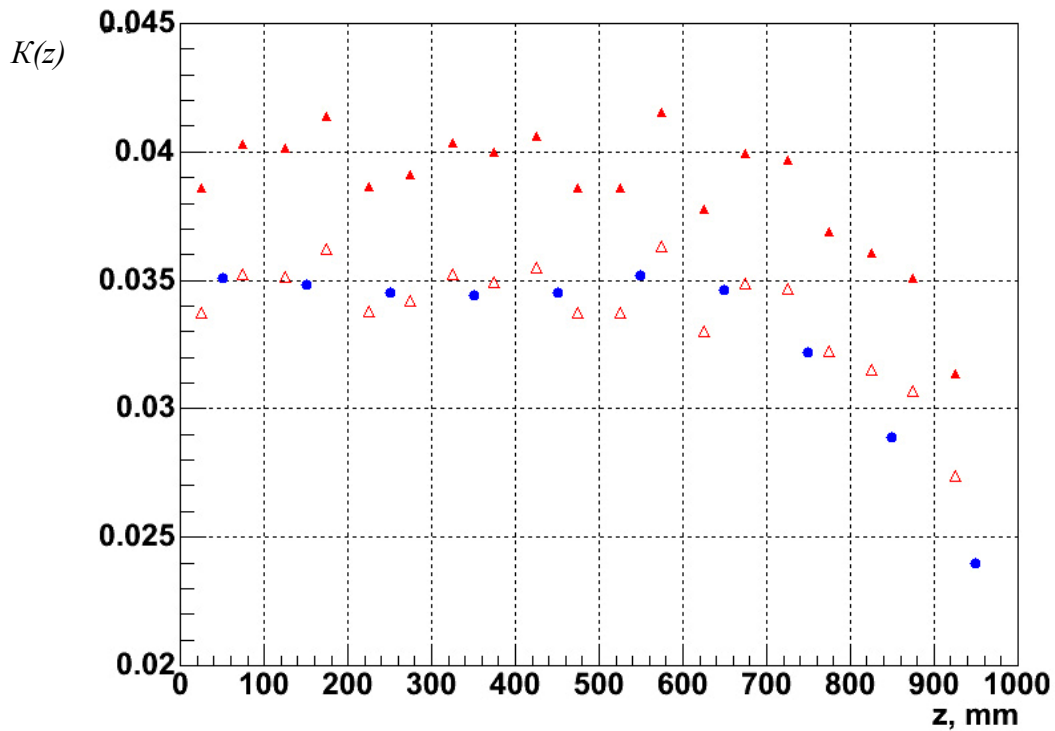
Рис. 4 – Зависимость  $\bar{\aleph}(\delta\theta_0)$  при  $\bar{\alpha}_\Pi = 0.87$ .

Для установления применимости выражения (9) зависимость  $\bar{\aleph}(\alpha_\Pi)$  была рассчитана методом МК и аналитически (Рис. 6а). В аналитическом расчете компонента  $\aleph^{geom}$  определялась по формуле:

$$\aleph^{geom} = \frac{\alpha_\Pi}{0.87} \overline{\aleph_*^{geom}}, \quad (11)$$

где  $\overline{\aleph_*^{geom}} = const = \bar{\aleph} - \aleph^{qdiff} = 20.7 \cdot 10^{-3}$  при  $\alpha_\Pi = 0.87$ .





**Рис. 5** – Зависимость величины светосбора от координаты  $z$ . Кружки – экспериментальные данные, закрашенные треугольники – расчет без учета френелевского отражения ( $K(z) \equiv \aleph(z)$ ), полые треугольники – расчет с поправкой на френелевское отражение.

Выражение (11) базируется на предположении, что для суммарного сигнала трех ФЭУ  $\overline{\aleph^{geom}}$  пропорциональна  $\alpha$ , а не  $\alpha^2$ . Это объясняется, во-первых, составом геометрической компоненты  $\overline{\aleph^{geom}} \approx \overline{\aleph^{dir}} + \overline{\aleph^I} + \overline{\aleph^{II}}$  ( $\overline{\aleph^I}$ ,  $\overline{\aleph^{II}}$  – средние величины светосбора для однократно и двукратно отраженного света) и примерным равенством средней величины прямого света и двукратно отраженного  $\overline{\aleph^{dir}} \approx \overline{\aleph^{II}}$ , во-вторых.

На рис. 6 а, б показаны зависимости  $\overline{\aleph}(\alpha)$ ,  $\aleph^{diff}(\alpha)$  и  $\overline{\aleph^{geom}}(\alpha)$ , полученные МК-расчетом и аналитически. Эти расчеты согласуются между собой (Рис. 6а), следовательно, выражения (9, 11) соответствуют процессу светосбора в пустом счетчике. Следует отметить, что выражение (9) не содержит параметра  $\delta\theta_0$ , в то время как  $K^{diff}$  в пустом счетчике зависит и от  $\alpha$ , и от  $\delta\theta_0$ . Зависимость от  $\delta\theta_0$  заключена в показателе степени ( $m$ ) при  $\alpha$ :  $\alpha_{II}^{m(\delta\theta_0)}$ , причем увеличение  $\delta\theta_0$  ( $\alpha = \text{const}$ ) должно приводить к росту показателя  $m$ . Таким образом, используемое в (8, 9) значение  $m = 2$  является частным случаем, соответствующим величине  $\delta\theta_0 = 4.5^\circ$ .

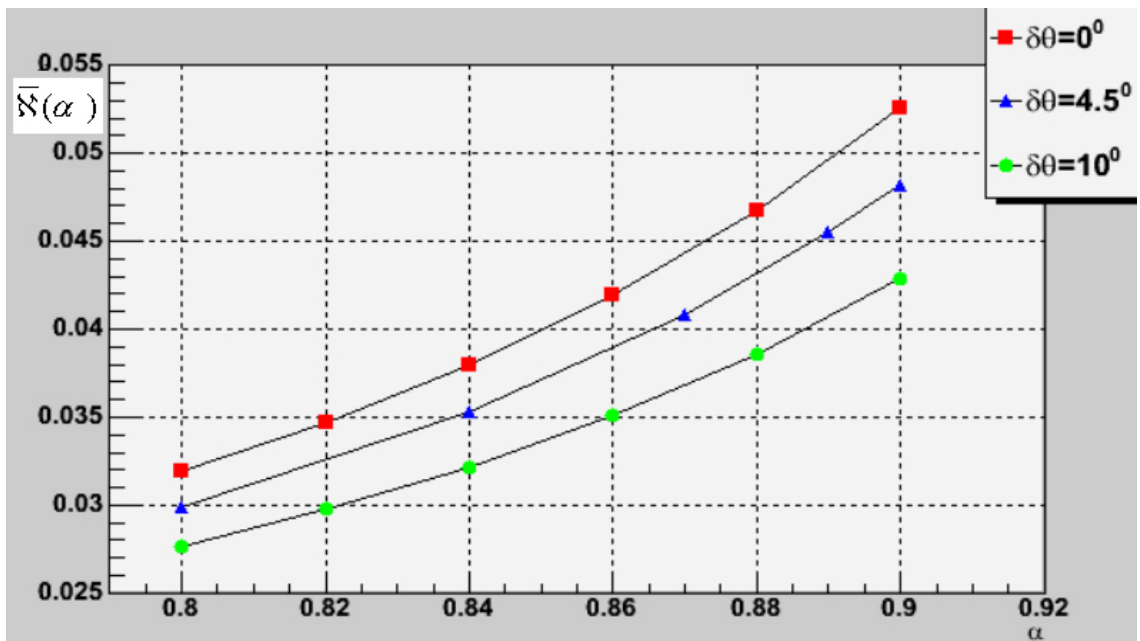


Рис. 6а – Зависимость  $\bar{\aleph}(\alpha)$ , рассчитанная методом МК.

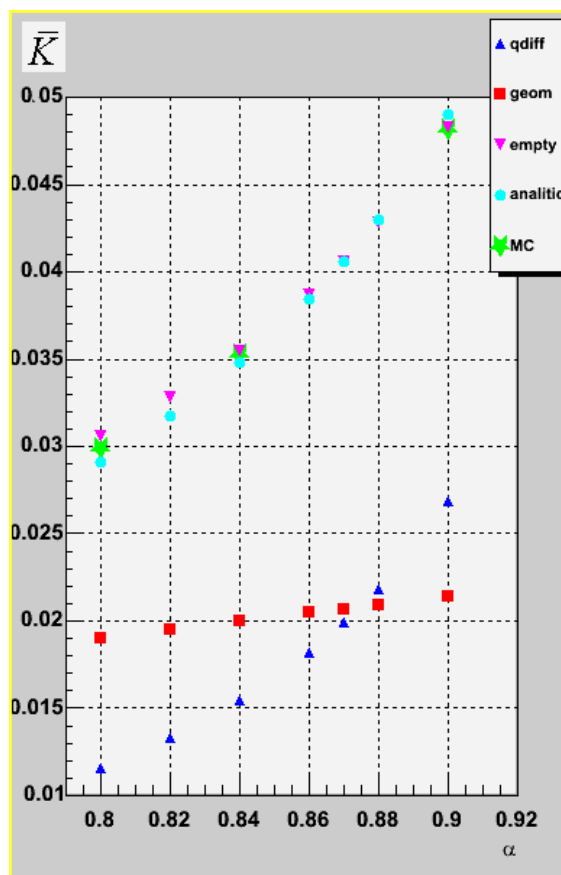


Рис. 6б – Сравнение результатов аналитического и МК-расчетов.

МК-расчет показал, что отношение  $\aleph/\aleph^{qdiff}$  не зависит от  $\delta\theta_0$  ( $\aleph^{qdiff}$  определяется как минимальное значение  $\aleph$  в распределении  $P(\aleph)$ ). Следовательно, отношение

$$R_{\Pi} = \frac{\overline{\aleph^{geom}}}{\overline{\aleph^{qdiff}}} = \frac{\overline{\aleph} - \overline{\aleph^{qdiff}}}{\overline{\aleph^{qdiff}}} = \frac{\overline{\aleph}}{\overline{\aleph^{qdiff}}} - 1 = \frac{40 \cdot 10^{-3}}{19.3 \cdot 10^{-3}} - 1 = 1.072 \quad (12)$$

зависит только от  $\alpha$ , что позволяет определить величину  $\alpha_{\Pi}$  с помощью отношения  $R_{\Pi}$ , полученного по данным измерений, и зависимостей  $\overline{\aleph^{geom}}(\alpha)$  и  $\overline{\aleph^{qdiff}}(\alpha)$ . Величина  $\overline{\aleph^{geom}}(\alpha)$  линейно зависит от  $\alpha$  (11):

$$\overline{\aleph^{geom}} = \left( \frac{1}{a} \overline{\aleph_*^{geom}} \right) \alpha,$$

здесь  $a$  – искомый параметр  $\alpha_{\Pi}$ ,  $\overline{\aleph_*^{geom}} = 20.7 \cdot 10^{-3}$  – величина, полученная в измерениях.

Соответствие величины  $\overline{\aleph^{geom}}$  с  $R_{\Pi} = 1.072$  и  $\overline{\aleph^{qdiff}}$  достигается при  $\alpha = a = 0.87$  (Рис. 6б).

В результате моделирования установлены особенности светосбора в пустом счетчике при исключении френелевского отражения на фотокатоде, то есть сохраняющиеся и в заполненном:

1) рельеф майлара ухудшает светосбор за счет поверхностного рассеяния как геометрической, так и квазидиффузной компоненты света (Рис. 4); возникновение бликов в первых отражениях (эффект "лунной дорожки" на водной поверхности) не компенсирует влияния рассеяния;

2) рост  $\delta\theta_0$  уменьшает среднюю длину пробега фотонов до поглощения фотокатодом  $\bar{L}$  (Рис. 7а,б), что связано с подавлением больших пробегов;

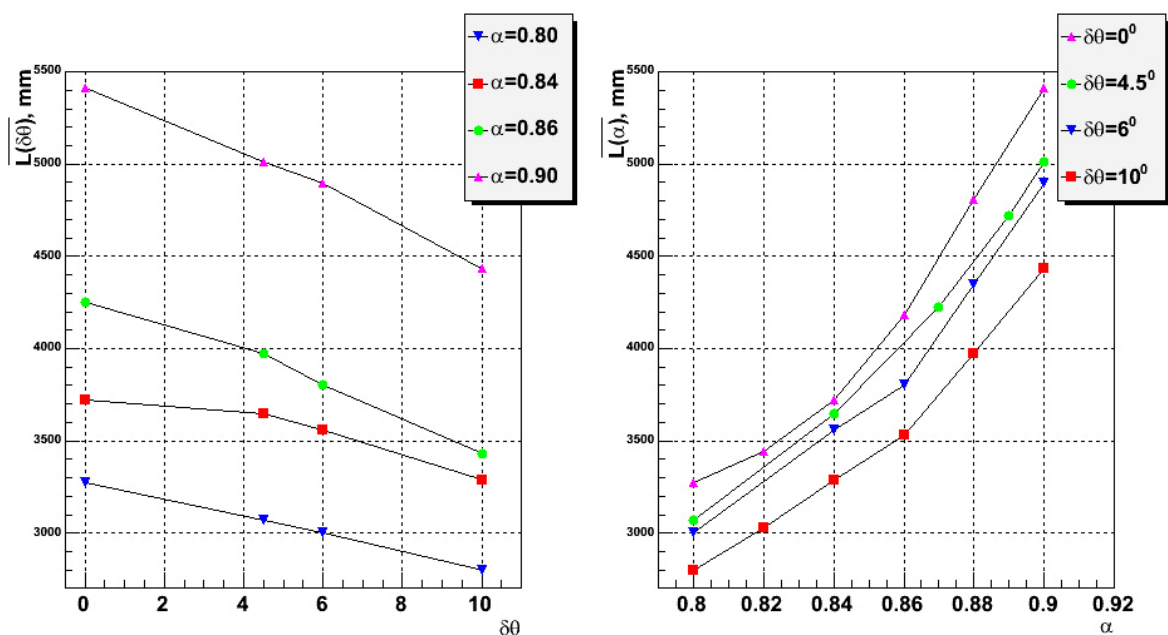


Рис. 7 а, б

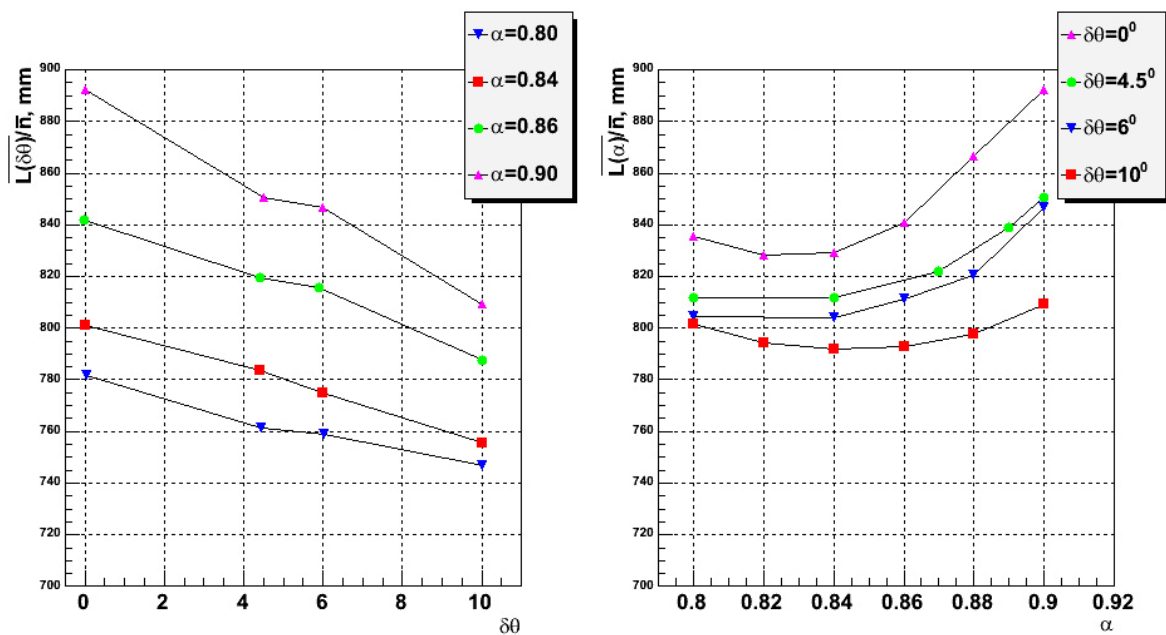


Рис. 7 в, г

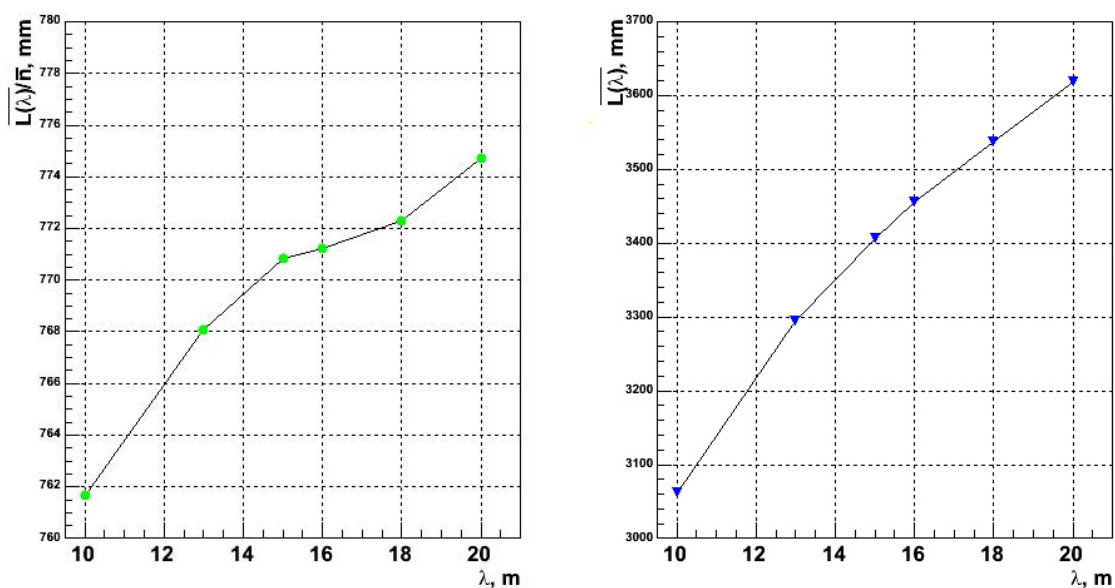
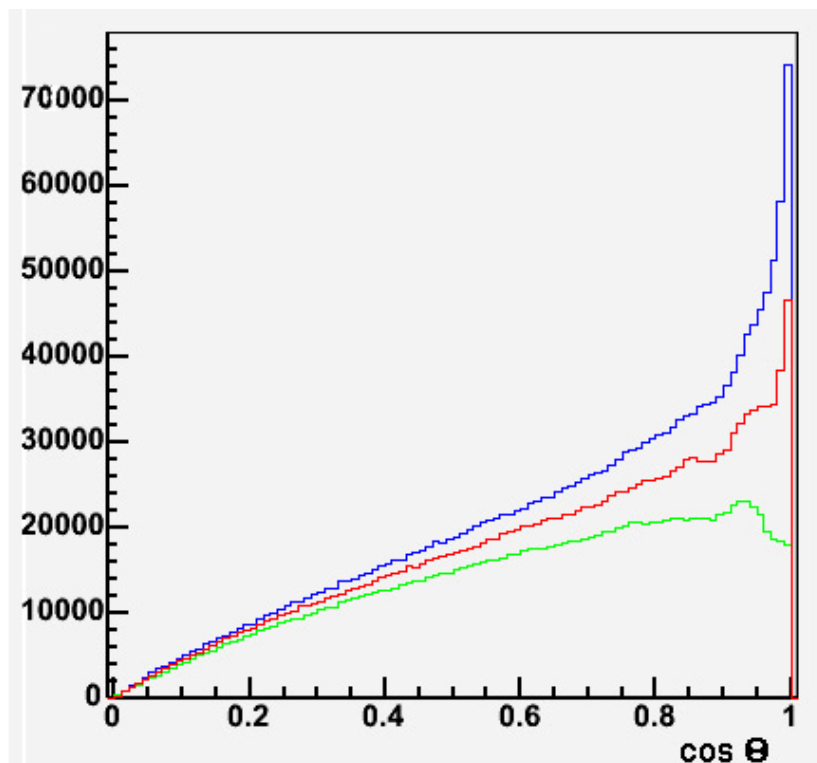


Рис. 7 д, е

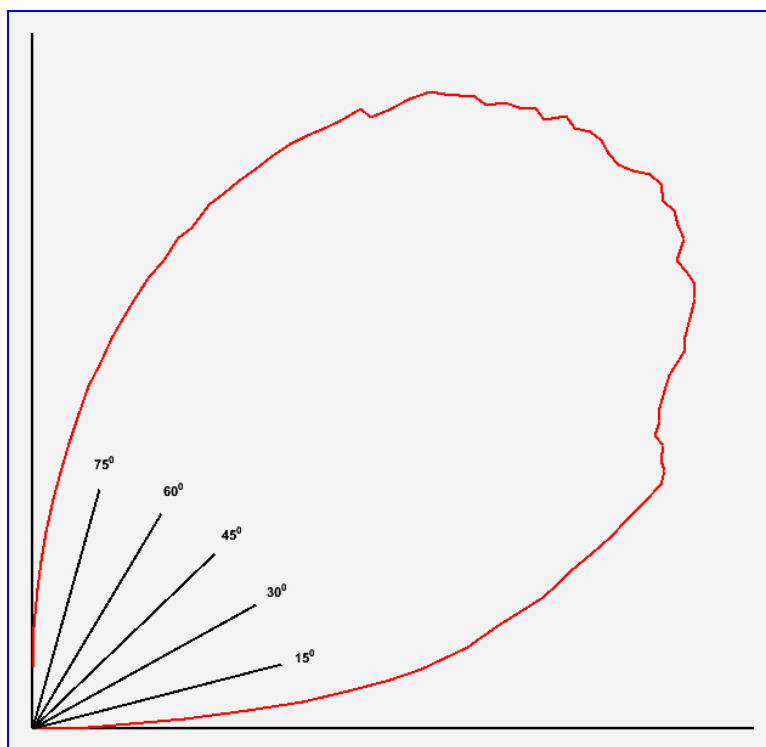
3) средний пробег фотона  $l = \frac{\bar{L}}{\bar{n}}$ ,  $\bar{n}$  – среднее число отражений) слабо зависит от  $\delta\theta_0$ ,  $\alpha$  и  $\lambda$  (Рис 7 в,г,д,е);

4) с нарастанием  $\delta\theta_0$  в распределении углов падения фотонов на фотокатод  $P(\cos\theta_{фк})$  начинают доминировать углы, близкие к нормали: приходящий на ФЭУ свет при общем своем уменьшении "нормализуется", переходя из области больших углов падения в область малых (Рис. 8а), индикатриса отраженного света показана на Рис. 8б;

5) нарастание  $\delta\theta_0$  приводит к улучшению разрешения распределения  $P(K)$  (при  $\delta\theta_0 = 0^\circ \eta \approx 14\%$ , при  $\delta\theta_0 = 10^\circ \eta \approx 9\%$ ), что объясняется увеличением веса компоненты  $K_{diff}$  в полном светосборе.



*Рис. 8а* – Распределение углов падения фотонов на фотокатод. По оси ординат – число розыгрышей.



*Рис. 8б* – Индикатриса отраженного света (относительные единицы).

### 2.3 Результаты моделирования в счетчике с ЖС

Рассчитанная величина  $\overline{K_{ЖС}}$  согласуется с полученным по данным измерений значением  $30.8 \cdot 10^{-3}$  при  $\lambda = 10$  м ( $\delta\theta_0 = 4.5^\circ$ ,  $\alpha_{ЖС} = 0.89$ ), компоненты  $K_{ЖС}^{qdiff}$  и  $K_{ЖС}^{geom}$  составляют, соответственно,  $12.7 \cdot 10^{-3}$  и  $18.2 \cdot 10^{-3}$ . Рассчитанное и измеренное распределения  $P(K_{ЖС})$  согласуются друг с другом (Рис. 26). На рис. 9 показана зависимость  $\overline{K_{ЖС}}(\lambda)$ . Поскольку величина  $\lambda$  входит в выражение для  $K^{qdiff}$  и  $K^{geom}$  в экспоненте  $\beta = \exp(-l/\lambda)$ , зависимость  $\overline{K_{ЖС}}$  от  $\lambda$  довольно слабая: при повышении  $\lambda$  на 10%  $\overline{K_{ЖС}}$  увеличивается на  $\sim 1.5\%$ . В то же время соответствующее изменение величины  $\alpha$  приводит к возрастанию  $\overline{K_{ЖС}}$  на  $\sim 40\%$ .

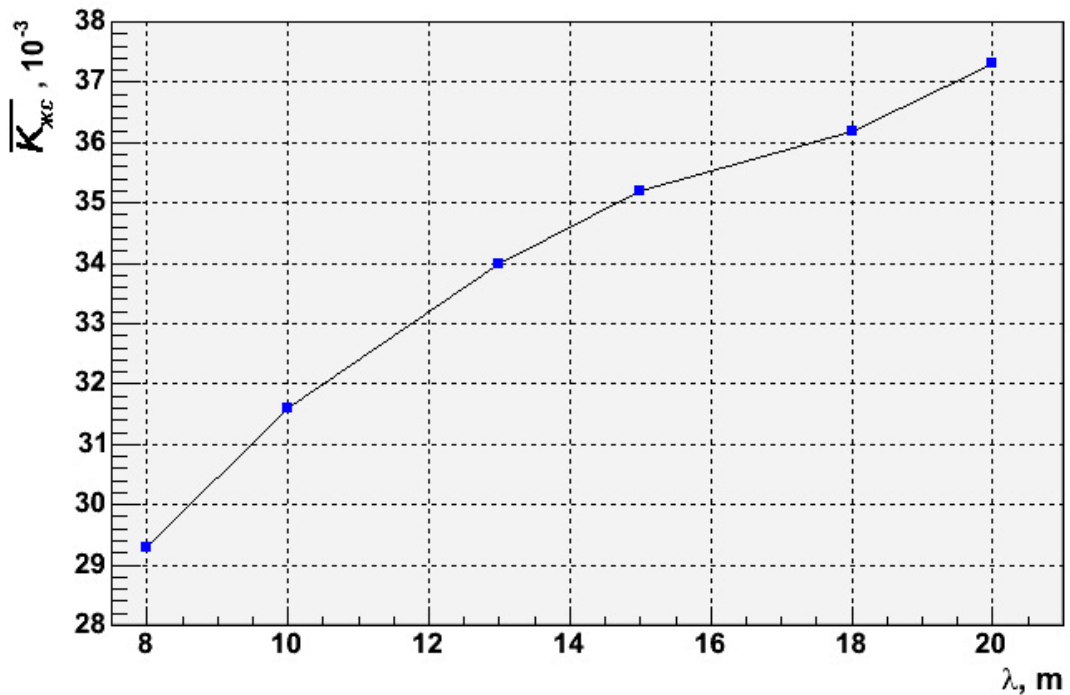


Рис. 9 - Зависимость  $\overline{K_{ЖС}}(\lambda)$ .

При установлении прозрачности  $\lambda$  это предъявляет жесткие требования к точности величины  $\overline{\alpha}_{ЖС}$ . Как было указано выше, величина  $\overline{\alpha}_{ЖС}$  получена пересчетом от  $\overline{\alpha}_{П} = 0.87$  с учетом диэлектрической проницаемости воздуха и ЖС и составляет  $\overline{\alpha}_{ЖС} = 0.89$ . Возможные значения  $\overline{\alpha}_{П}$  заключены в диапазоне  $0.85 \div 0.89$ . В соответствии с Рис. 6б он может быть сужен до  $0.865 \div 0.875$ . Принимая во внимание погрешности пересчета от  $\overline{\alpha}_{П}$  к  $\overline{\alpha}_{ЖС}$ , зададим коридор значений  $\overline{\alpha}_{ЖС} \pm 0.01$ , считая его погрешностью величины  $\overline{\alpha}_{ЖС}$ .

Прозрачность  $\lambda$  можно оценить с привлечением величины  $\overline{K_{ЖС}} = 30.9 \cdot 10^{-3}$ , полученной по данным измерений, а также  $\overline{N^*}$  и  $\overline{L}$ , определяемых расчетом и соответствующих условиям светосбора в полном счетчике без поглощения в иллюминаторах:  $\overline{\alpha_{П}} = \overline{\alpha_{ЖС}} = 0.89$ , отсутствие френелевского отражения от стекла фотокатодов, увеличение  $\overline{N^*}$  на 3% за счет недолива ( $\xi = 1.1$ ). В таком случае отношение  $\overline{K_{ЖС}}/\overline{N^*}$  является пропусканием ЖС на длине  $\overline{L}$ :

$$\overline{K_{ЖС}}/\overline{N^*} = \exp(-\overline{L}/\lambda), \text{ откуда } \lambda = -\overline{L} / \ln(\overline{K_{ЖС}}/\overline{N^*}); \quad (13)$$

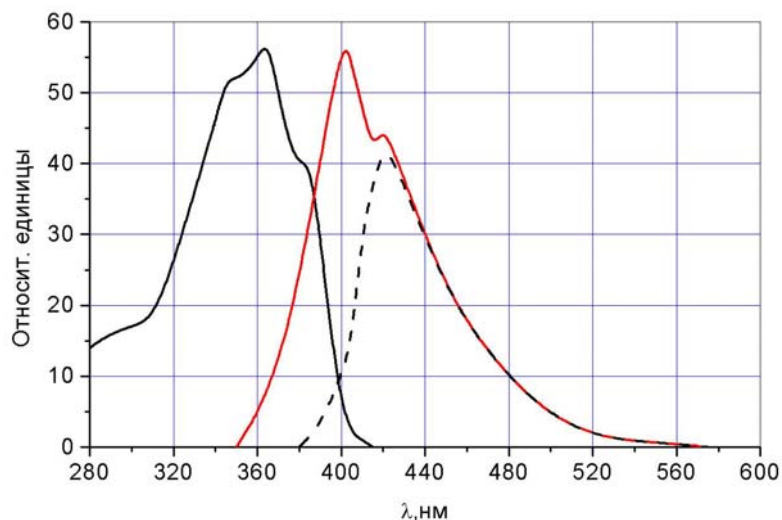
$\overline{L}$  – средний пробег фотона до прихода к ФЭУ в пустом счетчике, при  $\overline{\alpha_{П}} = 0.89$  и  $\delta\theta_0 = 4.5^\circ$   
 $\overline{L} = 4.9 \pm 0.1$  м. Согласно зависимости  $\overline{K_{П}}(\alpha)$  (Рис. 6б),  $\overline{K_{П}}(\alpha = 0.89) = 45.4 \cdot 10^{-3}$ , тогда

$$\overline{N^*} = \xi \overline{N} \text{ (при } \alpha = 0.89) = 49.9 \cdot 10^{-3}$$

и, в соответствии с (12),  $\lambda = 10,2$  м.

Учет точности величин  $\overline{K_{ЖС}}$  (3%),  $\overline{N^*}$  (1%),  $\overline{L}$  (2%) дает диапазон возможных значений прозрачности  $\lambda = 9.1 \div 11.6$  м.

Средняя прозрачность УС, контролировавшаяся на длине волны 420 нм с помощью спектрофотометра, около 20 м, то есть в 2 раза больше найденной величины  $\lambda$ . Это объясняется потерями света (около 25%) в актах его поглощения и переизлучения молекулами РРО на длине  $5 \cdot 10^{-4}$  см и РОРОР'ом на пролетной длине  $\overline{L} \sim 5$  м, так как спектры излучения и поглощения РОРОР'а перекрывается в области 360 – 400 нм (Рис. 10).



**Рис. 10** – Левая кривая – спектр поглощения РОРОР'а, правая сплошная кривая – спектр излучения РОРОР'а, пунктирной линией показана трансформация спектра излучения ЖС в детекторе большого объема.

Действию РОРОР'а присущи основные черты трансформации возбуждения в ЖС на каждой стадии сцинтилляционного процесса. На первой стадии возбуждение, пребывая уже в виде излучения, распространяется в среде, поглощаясь и деградируя по частоте в многочисленных актах переизлучения молекулами растворителя на длинах порядка 500 нм. В результате выживает низкочастотная фракция излучения, для которой растворитель прозрачен. Далее свет перехватывается молекулами активатора (РРО) и на бóльших длинах ~5000 нм трансформируется в свет меньшей частоты в небольшом числе актов переизлучения и с меньшими потерями. Когда активатор становится прозрачным для собственного излучения, свет перехватывается РОРОР'ом. Молекулы РОРОР'а преобразуют спектр излучения РРО в спектр излучения РОРОР'а на длине ~5 мм. При размерах детектора порядка десятков сантиметров РОРОР играет роль шифтера, смещающего практически без потерь частоту излучения ЖС в область максимальной чувствительности ф.к. Если счетчик имеет большие размеры и светосбор в нем характеризуется пробегами света  $\bar{L}$ , сравнимыми с прозрачностью растворителя, то становятся заметными потери света в немногочисленных актах поглощения и переизлучения РОРОР'ом. В результате свечение ЖС приобретает спектр, отличающийся от спектра излучения молекулы РОРОР'а: в нем отсутствует высокочастотная фракция (Рис. 10), что приводит к возрастанию прозрачности ЖС.

Величина  $\lambda = 10$  м, найденная как МК расчетом, так и по формуле (12), получена для прямолинейного движения фотона между двумя отражениями, как это происходит в пустом счетчике. Учет рассеяния на РОРОР'е должен увеличить  $\bar{L}$  при соответствующем возрастании  $\lambda$ , так как  $\overline{K_{ЖС}} / \overline{N^*} = const$ . Введение дополнительного рассеяния (без поглощения) в МК расчет практически не изменило величины  $\overline{K_{ЖС}}$ , что объясняется его слабым влиянием на фоне доминирующего рассеяния при отражении от стенок.

Таким образом, установленная по поглощению света величина эффективной прозрачности  $\lambda = 10$  является длиной пропускания ЖС и задает нижнюю границу прозрачности ЖС.

#### **2.4 Упрощенная модель расчета светосбора в счетчике**

Для расчета светосбора с минимальными затратами компьютерного времени можно использовать упрощенный алгоритм, который позволяет получить характеристики



светосбора  $P(K)$  и  $\bar{K}$ , хорошо согласующиеся с результатами детального моделирования светосбора методом МК.

Расчет проводится в приближении зеркального отражения от идеально плоских поверхностей ( $\delta\theta_0 = 0$ ), влияние  $\delta\theta_0 > 0$  для реального счетчика компенсируется уменьшением  $\bar{\alpha}$  на  $\sim 2\%$ . Упрощенный алгоритм базируется на расчете телесных углов, под которыми фотокатоды видны из точки вспышки как по прямому свету, так и посредством зеркальных отражений.

Предполагается, что после второго отражения свет становится квазидиффузным, поэтому рассчитывается геометрическая компонента  $k^{geom}$ , содержащая прямой, одно- и двукратно отраженный свет. После этого к полученной величине добавляется константа, соответствующая светосбору квазидиффузного света и определяемая по формуле (9).

Алгоритм расчета содержит следующие этапы:

1. Выбор случайным образом или по заданной сетке координат вспышки, в которой изотропно излучаются  $N_0 = 6250 \times E[MэВ]$  фотонов.

2. Расчет прямого света, падающего на фотокатод  $i$ -ого ФЭУ:  $N_i^{dir} = \omega_i N_0$  ( $i=1,2,3$ );

$\omega = \frac{S_{\phi k} \cos \theta}{4\pi r^2}$ , где  $r$  – расстояние от точки энерговыделения до центра фотокатода,  $\theta$  – угол между вектором  $\vec{r}$  и нормалью к плоскости фотокатода  $(0,0,1)$ ;

3. Расчет количества фотонов, падающих на фотокатод каждого ФЭУ после первого отражения, производится суммирование отражений от 5 граней счетчика, кроме грани, на которой расположены ФЭУ. Для расчета отражения от этой грани:

а) вводится понятие изображения ФЭУ (Рис. 11);

б) прямой свет, приходящий от вспышки к изображению ФЭУ, считается зеркальным светом  $N_i^{mir1}$  с включением коэффициента отражения от стенки  $\alpha = 0.87$ , учитывающего однократное отражение;

4. Расчет двукратно отраженного света  $N_i^{mir2}$  (как от двух параллельных, так и взаимно перпендикулярных граней, Рис. 11 б), в) для каждого ФЭУ с фактором  $\alpha^2$ .

Поглощение света в сцинтилляторе учитывается коэффициентом 0.935. Оставшиеся фотоны  $N^{qdiff} = N_0 - \sum_{i=1}^3 (N_i^{dir} + N_i^{mir1} + N_i^{mir2})$  входят в компоненту  $K^{qdiff}$ , определяемую по формуле (9).

Повторяя пункты 1–4, находим число фотонов, приходящих на фотокатоды от каждой вспышки,  $N_j^{geom} = N_j^{dir} + N_j^{mir1} + N_j^{mir2}$  и коэффициенты светосбора  $K_j^{geom} = N_j^{geom} / N_0$ .

Множество  $K_j^{geom}$  образует распределение  $P(K_j^{geom})$ , представленное на Рис. 12.

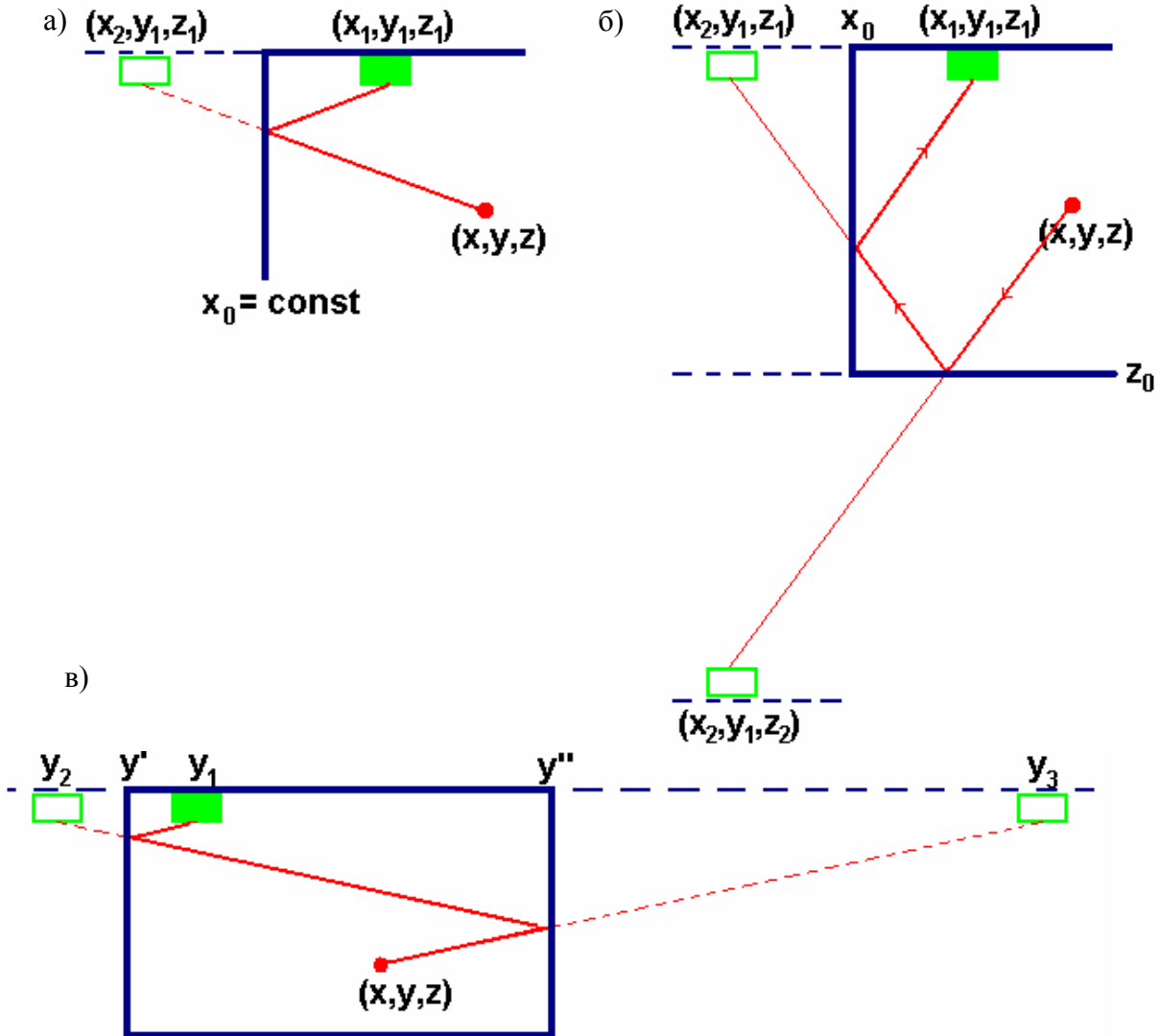
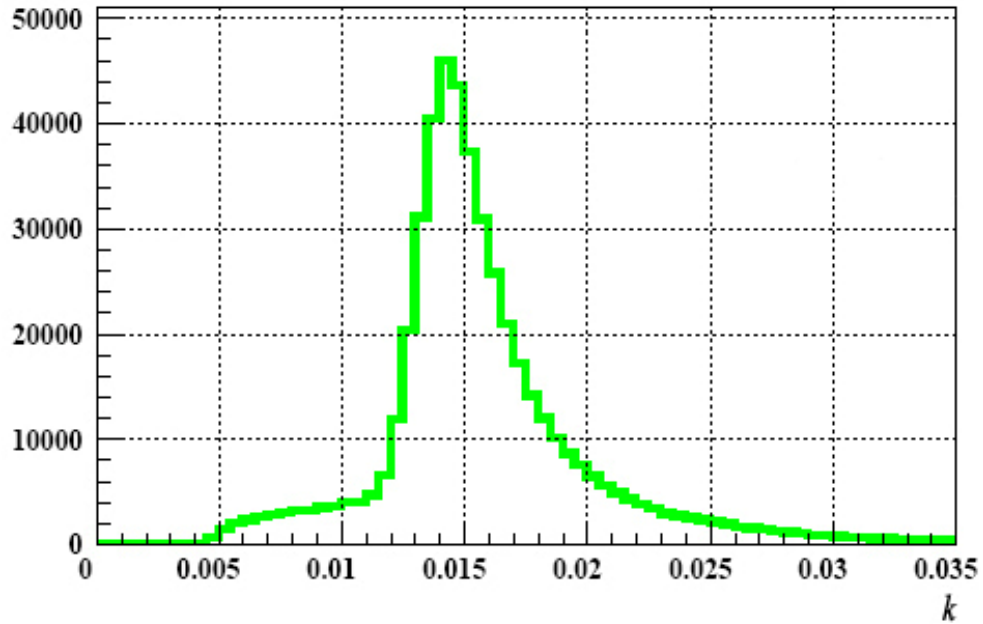


Рис. 11 – Зеркальное отражение.

а) Однократное зеркальное отражение:  $x_0$  – отражающая стенка;  $(x, y, z)$  – точка энерговыделения;  $(x_1, y_1, z_1)$  – координаты ФЭУ; количество света, попавшего на фотокатод после отражения от стенки, равно прямому свету, падающему на изображение ФЭУ с координатами  $(x_2, y_1, z_1)$ , где  $x_2 = 2x_0 - x_1$ .

б) Двукратное зеркальное отражение. Случай двух ортогональных стенок:  $x_0, z_0$  – отражающие стенки;  $(x, y, z)$  – точка энерговыделения;  $(x_1, y_1, z_1)$  – координаты ФЭУ; количество света, попавшего на фотокатод после отражения, равно прямому свету, падающему на изображение ФЭУ с координатами  $(x_2, y_1, z_2)$ , где  $x_2 = 2x_0 - x_1, z_2 = 2z_0 - z_1$ . Важно отметить, что одновременно существует лишь одна траектория из  $(xyz) \rightarrow x_0 \rightarrow z_0 \rightarrow \text{ФЭУ}$  и  $(xyz) \rightarrow z_0 \rightarrow x_0 \rightarrow \text{ФЭУ}$ .

в) Двукратное зеркальное отражение. Случай двух параллельных стенок:  $y', y''$  – отражающие стенки;  $(x, y, z)$  – точка энерговыделения;  $(x_1, y_1, z_1)$  – координаты ФЭУ; количество света, попавшего на фотокатод после отражения, равно прямому свету, падающему на изображение ФЭУ с координатами  $(x_1, y_3, z_1)$ , где  $y_3 = 2y'' - y_2, y_2 = 2y' - y_1$ .



**Рис. 12** – Распределение коэффициента светосбора  $K_j^{geom}$ , рассчитанное по упрощенному алгоритму. По оси ординат – число розыгрышей.

Распределение  $P(K_j^{geom})$  становится распределением  $P(K_j)$  при увеличении каждого значения  $K_j^{geom}$  на соответствующую координатам вспышки  $j$  величину  $K_j^{qdiff}$ :  $P(K_j) = P(K_j^{geom} + K_j^{qdiff})$ . Поскольку  $K_j^{qdiff}$  практически постоянна в ~95% объема счетчика (исключение составляют области вблизи иллюминаторов), то  $P(K_j) \approx P(K_j^{geom} + K^{qdiff})$  и  $\bar{K} \approx \bar{K}^{geom} + K^{qdiff}$ , где  $K^{qdiff} = const$ .

### **3 Временная зависимость процесса светосбора**

#### **3.1 Расчет временных характеристик светосбора**

Временной ход светосбора при  $\tau_{жс} = 0$  определяется светособирающими характеристиками счетчика: его геометрией, видом отражения, коэффициентами  $\alpha$  и  $\beta$ .

Фронт и максимум светового импульса на фотокатод «быстрого» ФЭУ от короткой ( $t_{всн} \ll \tau_{сб}$ ) вспышки формируется геометрической компонентой светосбора, спад – квазидиффузной. Экспоненциальному «хвосту» импульса соответствует ряд (8). Если первый член ряда считать амплитудой  $A_0$  величины, меняющейся по закону  $A(t) = A_0 \exp(-t/\tau)$ , то

$$\int_0^{\infty} \phi(\alpha\beta)^2(1-6f)e^{-t/\tau_{сб}} dt^* = \phi \frac{(\alpha\beta)^2(1-6f)}{1-(\alpha\beta)^2(1-6f)}, \quad (14)$$

здесь  $\phi = \frac{S}{S_{tot}}$ ,  $S$  – площадь фотокатода “быстрого” ФЭУ.

Левая и правая части (14) в разном виде представляют полный квазидиффузный свет, собирающийся на фотокатод. Времена  $t^*$  и  $\tau_{c\phi}^*$  выражены в масштабе длительности  $\Delta t \approx 5$  нс светового пакета  $A_0\phi(\alpha\beta)^2(1-6f)$ , то есть  $t^* = t/\Delta t$ ,  $\tau_{c\phi}^* = \tau/\Delta t$ . Величина  $\Delta t$  определяется разностью хода фотонов в ЖС по максимальному  $l_{max}''$  и минимальному  $l_{min}''$  пути к ФЭУ при двукратном отражении:  $\Delta t = (l_{max}'' - l_{min}'')/c^* \approx 1м/2 \cdot 10^8 м/с = 5 \cdot 10^{-9} с$ .

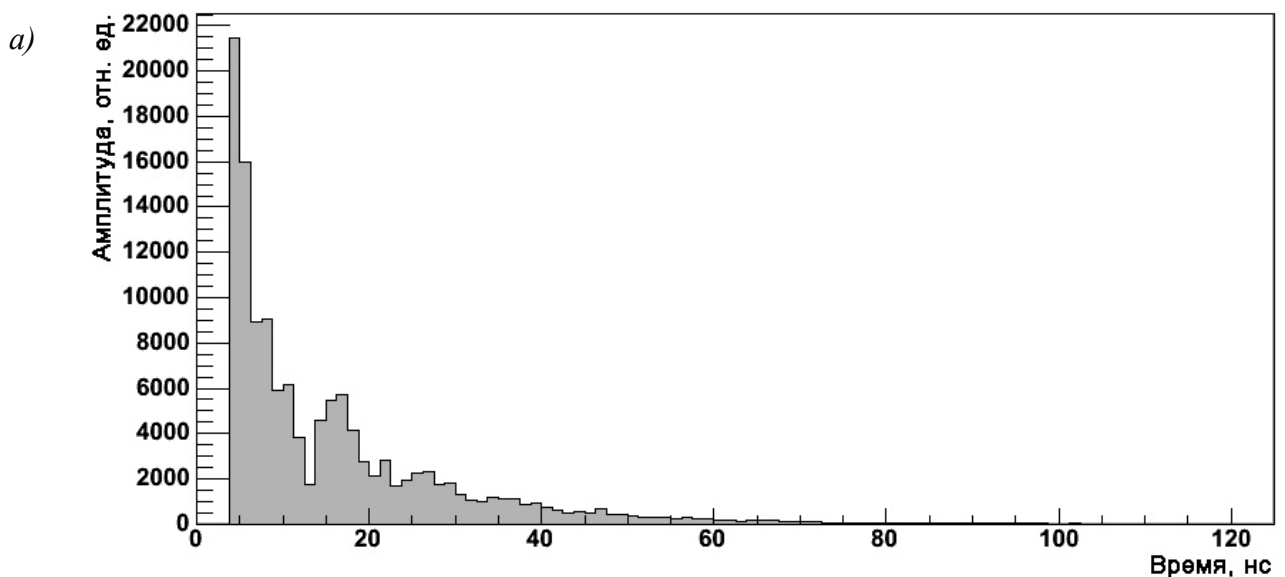
Выполнив интегрирование в (14), получаем:

$$\tau_{c\phi}^* = \frac{\tau_{c\phi}}{\Delta t} = \frac{1}{1 - (\alpha\beta)^2(1-6f)}. \quad (15)$$

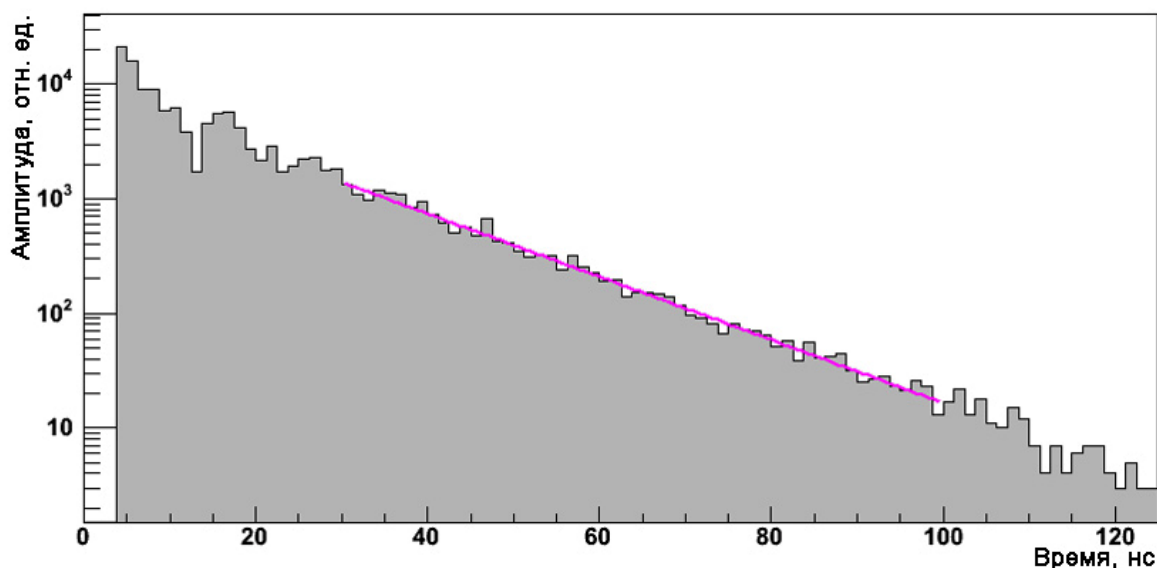
Используя величину  $(\alpha\beta)^2 = 0.662$ , соответствующую определенному выше значению  $k^{diff} = 13.5 \cdot 10^{-3}$ , находим

$$\tau_{c\phi} \approx 2.9\Delta t \approx 15 \text{ нс}. \quad (16)$$

Эта величина характеризует экспоненциальный спад светового импульса на ф.к. при  $\tau_{ЖС} = 0$ ; она слабо зависит от  $\lambda$ :  $\tau_{c\phi} = 14.7$  нс при  $\lambda = 10$  м,  $\tau_{c\phi} = 17.7$  нс при  $\lambda = 20$  м. Форма светового импульса на фотокатоде от мгновенной вспышки и  $\tau_{ЖС} = 0$  была рассчитана методом МК при установленных выше значениях  $\delta\theta = 4.5^\circ$ ,  $\lambda = 10$  м и  $\alpha_{ЖС} = 0.89$ . Координаты вспышки, излучающей  $5.5 \cdot 10^5$  фотонов – (40.0 см, 0, 80.0 см), свет собирался на фотокатод центрального ФЭУ (Рис. 13).



б)



**Рис. 13** – Временной ход светосбора, полученный в результате МК-расчета для точечной вспышки при  $\tau_{ЖС}=0$  нс в натуральном (а) и логарифмическом (б) масштабе по оси ординат; показан фит экспонентой с  $\tau=15.7$  нс.

От своего начала до  $\sim 25$  нс (геометрическая компонента  $k^{geom}$ ) импульс имеет четко выраженные "горбы", образуемые прямым, двукратно и четырехкратно отраженным светом; последние два максимума разделены интервалом  $\sim 10$  нс. После 25 нс общий спад описывается экспонентой  $\tau_{сб}=15$  нс, совпадающей с результатом расчета по формуле (14). Варьирование величины  $\lambda$  слабо влияет на  $\tau_{сб}$  (Рис. 14). Величина  $\tau_{сб}=15$  нс получена расчетным путем, зависящим от не связанных между собой  $\lambda$ ,  $\alpha_{ЖС}$ ,  $\Delta t$  в случае аналитического расчета или  $\lambda$ ,  $\alpha_{ЖС}$ ,  $\delta\theta_0$  - при расчете методом МК. С учетом погрешностей определения этих параметров  $\tau_{сб} = 15.0 \pm 1.7$  нс.

Следует еще раз подчеркнуть, что как при МК расчете, так и при получении величины  $\tau_{сб}$  с помощью выражения (14), использовалось предположение о прямолинейном движении фотона между двумя последовательными отражениями. Введение в МК расчет рассеяния с  $\lambda_s = 1$  м не повлияло на величину  $\tau_{сб}$ . Это объясняется появлением вероятности попадания фотона на фотокатод за счет рассеяния в ЖС до очередного его отражения, что компенсирует увеличение полного пробега фотонов, достигающих фотокатод в результате отражений.

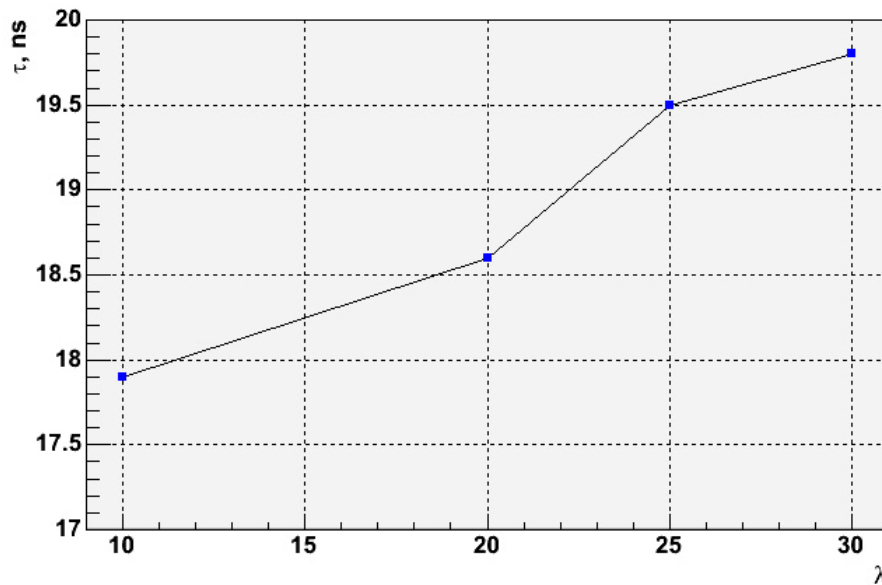


Рис. 14 – Зависимость времени светосбора  $\tau$  от длины пропускающего сцинтиллятора  $\lambda$ .

### 3.2 Экспериментальное определение временных характеристик светосбора

Временной ход светосбора от вспышки, вызываемой вертикальным мюоном (Рис. 15), был исследован с помощью быстрого ФЭУ 56AVP ( $\varnothing_{\text{фк}} = 42$  мм), установленного на центральном иллюминаторе. Вертикальные мюоны отбирались годоскопом из двух ПС, оснащенных ФЭУ 56 AVP и расположенных над счетчиком.

Энерговыделение вертикального мюона  $\varepsilon_{\mu} \sim 175$  МэВ. Ему соответствует число фотоэлектронов (фэ)  $N_{\text{фэ}}$  на фотокатоде ФЭУ 56 AVP:

$$N_{\text{фэ}} = N_{\text{ф}} k_{\text{AVP}} q = 86, \quad (17)$$

$N_{\text{ф}} = \varepsilon_{\mu} Y_{\text{ЖС}} = 175 \text{ МэВ} \cdot 6250 \text{ ф/МэВ} = 1.1 \cdot 10^6$  ф, здесь  $Y_{\text{ЖС}} = 6250 \text{ ф/МэВ}$  – световой выход ЖС;

$$k_{\text{AVP}} = \frac{1}{3} \cdot \overline{K} \cdot \frac{S_{\text{AVP}}}{S_{\text{49Б}}} = 7.8 \cdot 10^{-4} \text{ – светосбор для ФЭУ 56 AVP;}$$

$q \approx 0.1$  – квантовая эффективность фотокатода ФЭУ 56 AVP.

Характерными особенностями импульса являются экспоненциальный спад с  $\tau_{\mu} \approx 37$  нс в интервале 30–60 нс, выполаживание в интервале 60–90 нс и обрыв импульса при  $t \approx 90$  нс. Отнормировав площадь под кривой на  $N_{\text{фэ}} = 86$ , получаем  $N_{\text{фэ}}^{(1)} \approx 15$  фэ, содержащихся в пологой части импульса в интервале 60–90 нс.

Одноэлектронная характеристика (форма одноэлектронного импульса) ФЭУ 56 AVP  $t_{1/2} \approx 2,7$  нс [6]. В соответствии с этой величиной можно оценить число  $N_{\text{фэ}}$  в

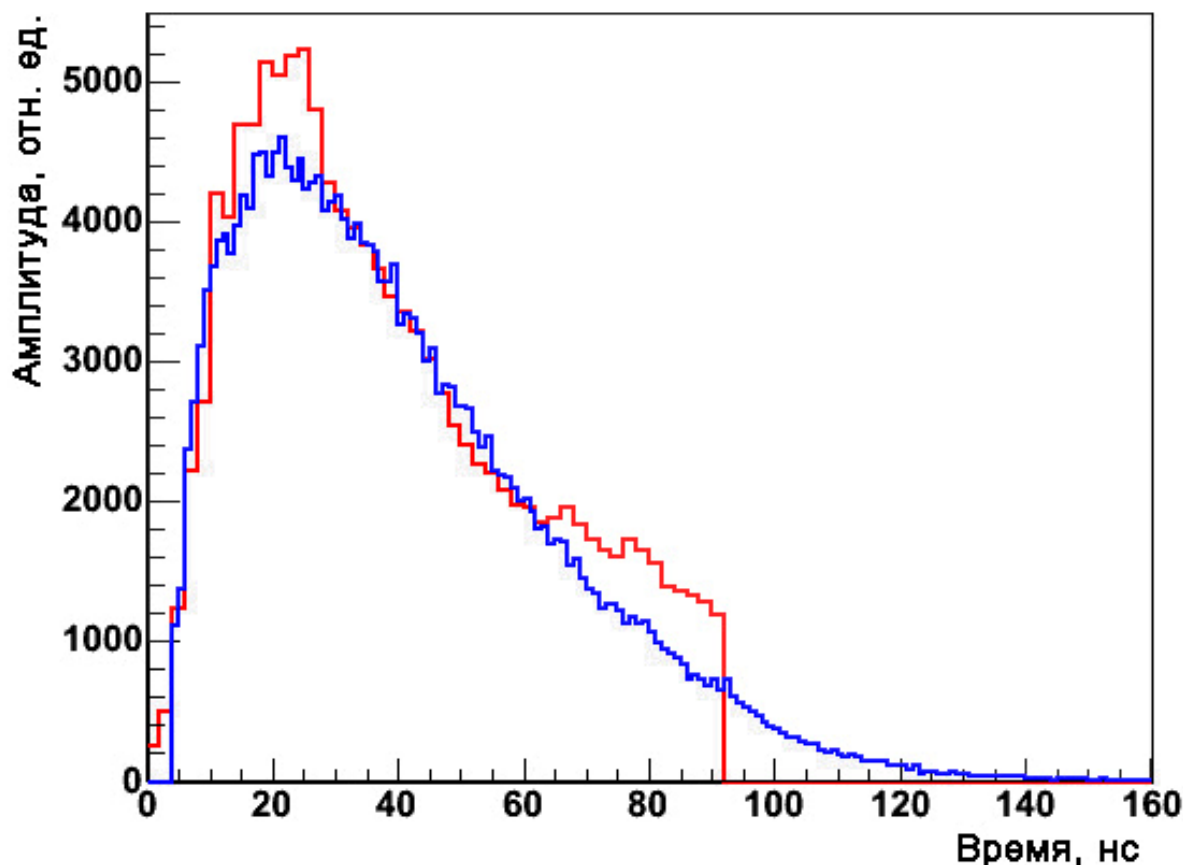
$$\text{интервале 60–90 нс по-другому: } N_{\text{фэ}}^{(2)} = \frac{(90-30)\text{нс}}{2.7\text{нс}} \approx 11.$$

Примерное равенство  $N_{фэ}^1) \approx N_{фэ}^2)$  означает, что количество фотонов, приходящих на ф.к., в интервале 60–90 нс падает до уровня, при котором ФЭУ работает в одноэлектронном режиме, чем и объясняется выполаживание спада импульса. Импульс обрывается, когда вероятность образования одного фотоэлектрона для числа фотонов, падающих на ф.к. за время  $t_{1/2} \approx 2.7$  нс, становится много меньше единицы.

Следовательно, светосбор света, вызываемого мюоном, характеризуется экспонентой  $\tau_{\mu} = 37 \pm 3$  нс, величина которой превышает рассчитанное значение  $\tau_{сб} = 15.0 \pm 1.7$  нс в  $\sim 2.5$  раза. Вид отклика быстрого ФЭУ на мюонную вспышку формируется, помимо  $\tau_{сб}$ , под действием факторов, растягивающих импульс: а) времени прохождения мюоном счетчика  $\Delta t_{\mu} = 3$  нс, б) времени высвечивания сцинтиллятора  $\tau_{жс}$ , в) быстродействия ФЭУ  $\sim 3$  нс, г) длины кабеля 25 м от ФЭУ до блока электроники. Суммарное действие перечисленных факторов, кроме  $\tau_{жс}$ , не вносит заметного искажения в форму импульса, поскольку длительность компоненты  $k^{geom}$  (Рис. 13) регистрируемого импульса как и при расчете, не превышает 30 нс. Таким образом, величина  $\tau_{\mu}$  определяется экспонентами  $\tau_{жс}$  и  $\tau_{сб}$ , формирующими временной ход квазидиффузной компоненты.

Время высвечивания  $\tau_{жс}$  сцинтиллятора нужного состава (УС, 1 г/л РРО, 0.04 г/л РОРОР) было определено в работе [7]. Образец имел объем 40 мл и был пробарботирован аргоном. Длительность быстрой и медленной компонент оказались близкими и составили  $\tau_{жс} \approx 7$  нс. С другой стороны, форма импульса, получаемая МК-расчетом, согласуется с экспериментальной при  $\tau_{жс} = 20$  нс (Рис. 15).

Спектр излучения ЖС, имеющего небольшой объем, приобретает форму спектра излучения молекулы РОРОР'а при толщине слоя ЖС  $\sim 5$  мм [8]. Данный факт, наряду с величинами для  $\tau_{жс}$  7 и 20 нс, характеризующими свечение ЖС в счетчиках малого и большого объемов, позволяет заключить, что длительность свечения большого объема высоко-прозрачного ЖС определяется процессом переизлучения света молекулами РОРОР'а и для счетчика объемом  $1.5 \text{ м}^3$  составляет  $\tau_{жс} = 20.0 \pm 2.7$  нс.



*Рис. 15 – Серая гистограмма – сигнал на фотокатод ФЭУ 56 AVP от вертикального мюона, черная гистограмма – расчет от точечной вспышки при  $\tau_{жс}=20$  нс. Выброс на импульсе от мюона объясняется геометрией источника света (трек мюона).*

#### 4. Заключение

1. Светосбор в счетчике объемом  $1.5 \text{ м}^3$  с квазизеркальным отражением формируется под действием следующих факторов: а) рельеф зеркально отражающей поверхности (майлара); б) недолив счетчика; в) большой пробег фотонов, приходящих на ф.к.

2. Рельефность майлара ухудшает величину светосбора по сравнению с идеальными плоскостями за счет поверхностного рассеяния:  $\bar{K} = (30.9 \pm 1.1) \cdot 10^{-3}$  для  $\delta\theta = 4.5^\circ$ ,  $\bar{K} = 33.2 \cdot 10^{-3}$  для  $\delta\theta = 0^\circ$ ; амплитудное разрешение счетчика при этом улучшается:  $\eta \approx 12\%$  для  $\delta\theta = 4.5^\circ$ ,  $\eta = 14\%$  для  $\delta\theta = 0^\circ$ .

3. Технологический недолив счетчика  $\sim 1.5$  см увеличивает светосбор на 10% относительно величины светосбора в полном счетчике за счет сбора света в зазоре со средней  $\alpha \approx 0,94$  в среде без поглощения (аргоне).



4. Величина светосбора слабо зависит от прозрачности  $\lambda$  и практически не зависит от рассеяния в среде.

5. Длина пропускания ЖС  $\lambda \approx 10$  м при высокой прозрачности растворителя (УС)  $\sim 20$  м определяется главным образом потерями  $\sim 25\%$  света при его поглощении и переизлучении молекулами РРО и РОРОР'а.

6. Время светосбора для мгновенной вспышки (экспонента квазидиффузной компоненты)  $\tau_{сб} = 15.0 \pm 1.7$  нс практически не зависит от рассеяния в среде. Экспонента спада  $\tau_{\mu} = 37 \pm 3$  нс светового импульса от мюона на ф.к. формируется величинами  $\tau_{сб} \approx 15$  нс и временем переизлучения  $\tau_{ЖС} \approx 20$  нс фотонов в нескольких актах поглощения молекулами РОРОР'а.

7. Спектр излучения ЖС большого объема смягчается относительно спектра высвечивания молекулы РОРОР'а и располагается в диапазоне 400–500 нм.

Работа выполнена в рамках государственного контракта № 02.513.11.3335 "Исследование каналов передачи и трансформации энергии в четырёхкомпонентном органическом жидкостном сцинтилляторе высокой прозрачности" от 31 июля 2007 г.

### Литература

- [1] G. Vadino et al., Nuovo Cimento **C7**, 573 (1984)
- [2] М. Альетта и др., Известия РАН, сер. физ., **57** (1993), 127
- [3] С.А. Леонтьева, ЖАХ т.**32**, вып. 8, с. 1638-1645 (1977)
- [4] Ю.А. Цирлин, "Светособирание в сцинтилляционных счетчиках", М., Атомиздат, (1975)
- [5] Воеводский А.В., Дадыкин В.Л., Ряжская О.Г., ПТЭ, т.**1**, (1970), 143
- [6] В. Мейлинг, Ф. Старк "Наносекундная импульсная техника", М., Атомиздат, (1973), с. 383
- [7] В.В. Вихров, В.С. Гусельников, А.С. Косарев и др., "Исследование характеристик некоторых жидких сцинтилляторов", препринт ЛИЯФ №281 (1976), с.13
- [8] В.А. Васильев, В.А. Драневич, С.Е. Павловский, "Исследование свойств жидкого сцинтиллятора на основе уайт-спирита при возбуждении его ультрафиолетовым и ионизирующим излучением". В сб. "Нейтринная астрофизика", Физ.-тех. инст. им. А.Ф. Иоффе, Л., (1990), с. 113-134