

# Перспективы кристаллов CsI:Tl в $\gamma$ -спектрометрах

В статье описываются проблемы создания высококачественного сцинтилляционного  $\gamma$ -спектрометра с кристаллом CsI:Tl с целью замены спектрометров с кристаллами NaI:Tl, широко применяемых для мониторинга активности воздуха, сбросных вод, прилегающих территорий и других задач. Преимущества состоят в лучшем энергетическом разрешении; гораздо большей сопротивляемости механическим и электромагнитным воздействиям благодаря применению кремниевых фотоумножителей (КФУ) вместо вакуумных фотоэлектронных умножителей (ВФЭУ); значительно большей долговечности вследствие очень низкой гигроскопичности материала. Сильное рассогласование между спектром высвечивания кристалла и спектральной чувствительностью фотокатодов ВФЭУ, относительно большое время высвечивания и сложная многокомпонентная форма световой вспышки делали спектрометры с кристаллами CsI:Tl неконкурентоспособными. В работе описаны приемы построения спектрометра, которые позволили реализовать присущие кристаллу полезные свойства и нивелировать его недостатки. Результатом цикла исследовательских и конструкторских работ стало создание интеллектуального детектора Старк-02. Типичное относительное энергетическое разрешение с кристаллами объемом 45 см<sup>3</sup> по линии 662 кэВ источника <sup>137</sup>Cs лучше 6,5% в диапазоне температур окружающей среды  $\Theta = +10 \div +45$  °С и не хуже 7,5% в расширенном диапазоне  $\Theta = -25 \div +55$  °С.

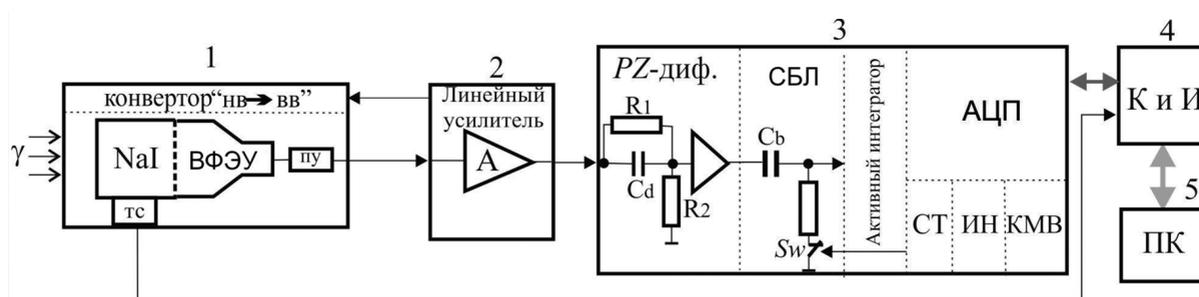
М.П.Белоусов, М.А.Горбунов,  
О.В.Игнатъев, А.Л.Крымов,  
А.В.Купчинский, С.Г.Морозов,  
А.А.Пулин

(Физико-технологический институт Уральского  
федерального университета, г. Екатеринбург)

## **Ключевые слова:**

*сцинтиллятор CsI:Tl, кремниевый фотоумножитель, энергетическое разрешение, собственное разрешение, медленные компоненты высвечивания, формирование детекторных импульсов, быстроедействие.*

Сцинтилляционные  $\gamma$ -спектрометры в настоящее время являются основой установок и систем для мониторинга радиационной обстановки и контроля технологических процессов на атомных электрических станциях (АЭС) и других предприятиях Росатома. Типичная структура современного  $\gamma$ -спектрометра приведена на рис.1.



**Рис.1.** Типовая структура сцинтилляционного  $\gamma$ -спектрометра: 1 – блок детектирования (ВФЭУ – вакуумный фотоэлектронный умножитель, конвертор «нв→вв» – источник питания ВФЭУ, ТС – термосенсор); 2 – линейный усилитель; 3 – процессор детекторных импульсов (PZ-диф. – дифференциатор с “компенсацией полюса нулем”, СБЛ – стабилизатор базовой линии, АЦП – аналого-цифровой преобразователь, СТ – схема таймирования импульсов, ИН – инспектор наложений, КМВ – корректор мертвого времени); 4 – контроллер и интерфейс спектрометра; 5 – персональный или иной компьютер.

Характеристики сцинтилляционного  $\gamma$ -спектрометра в подавляющей степени определяются свойствами используемого кристалла. Фотосенсор (ФС), т. е. преобразователь сцинтилляционных вспышек в электрические импульсы, и последующий электронный тракт, часто называемый процессором детекторных импульсов, призваны на практике реализовать присущие кристаллу полезные свойства и, по возможности, нивелировать его недостатки.

Важнейшие характеристики неорганических сцинтилляторов, как рабочих веществ детекторов, представлены в табл.1. Там же приводится расшифровка используемых далее обозначений.

В обзоре [1] показано, что из более чем 300 синтезированных сцинтилляторов для промышленно выпускаемых спектрометров пригодны лишь 4, превосходящие по разрешающей способности ( $\eta_{tot}$ ) традиционный NaI:Tl ( $\eta_{tot} = 6,5\text{--}7,0\%$ ). Это LaBr<sub>3</sub>:Ce ( $\eta_{tot} = 2,9\%$ ), CeBr<sub>3</sub> ( $\eta_{tot} = 3,9\%$ ), YAlO<sub>3</sub>:Ce ( $\eta_{tot} = 4,4\%$ ), и CsI:Tl ( $\eta_{tot} = 4,35\text{--}5,80\%$ ). К сожалению, в России из этого перечня промышленно производятся лишь кристаллы CsI:Tl.

Основные свойства сцинтилляторов CsI:Tl [2] при комнатной температуре:  $L_{\gamma} = 65$  фотон/кэВ,  $\lambda_{max} = 540$  нм, три компоненты высвечивания с постоянными времени  $T_{df1} = 0,73$  мкс ( $I_1 = 47,5\%$ ),  $T_{df2} = 3,1$  мкс ( $I_2 = 30,0\%$ ) и  $T_{df3} = 16,0$  мкс ( $I_3 = 22,5\%$ ).

Современный сцинтилляционный  $\gamma$ -спектрометр для АЭС должен обладать, помимо высокой разрешающей способности по энергии в широком диапазоне температур окружающей среды (от  $-20$  до  $+55$  °С), еще и достаточным быстродействием (стабильность базовой линии; малое разрешающее время инспектора наложений в энергетическом диапазоне  $0,05\text{--}3,0$  МэВ – высокая эффективность инспекции наложенных событий; минимальное микроскопическое мертвое время – коэффициент передачи по загрузке; точный учет просчетов в широком диапазоне энергий и статистической загрузки) [3].

То, что максимум спектра высвечивания CsI:Tl лежит в области  $\lambda_{max} = 540$  нм, а вспышка состоит из трех сопоставимых по интенсивности, но сильно различающихся по времени высвечивания компонент сцинтилляций, делает невозможным создание прецизионного  $\gamma$ -спектрометра

со стандартной спектрометрической электроникой, показанной на рис.1. Цель дальнейшего материала – показать имеющиеся проблемы и продемонстрировать способы их преодоления.

**Табл.1.** Важнейшие характеристики неорганических сцинтилляторов.

Наименование	Определение, единицы измерения	Примечания
Световойход ( <i>Light Yield</i> – $L_Y$ )	Число испускаемых фотонов света на единицу энергии поглощенного кристаллом $\gamma$ -кванта; $[L_Y] = \text{фотонов/кэВ}$	Для спектрометрических кристаллов $L_Y = 20 \div 120 \text{ фотонов/кэВ}$
Квантовая эффективность $Q_E$ фотосенсора	Определяет коэффициент преобразования числа фотонов сцинтилляции в число первичных носителей заряда	
Длина волны максимума спектра высвечивания $\lambda_{\max}$	$[\lambda_{\max}] = \text{нм}$	Диапазон $\lambda_{\max}$ простирается от 310 до 550 нм
Постоянная времени высвечивания $i$ -й компоненты высвечивания $\tau_{dfi}$	Показатель экспоненты, описывающей затухание во времени сцинтилляционной вспышки. Большинство сцинтилляторов имеют несколько компонент высвечивания	$\tau_{dfi} = 15 \text{ нс} \div n[\text{мкс}]$ , где $n = 1 \div 20$
Относительная интенсивность $i$ -й компоненты высвечивания $I_i$	Доля фотонов соответствующей компоненты в общем числе фотонов сцинтилляции	Как правило, приводятся данные по компонентам с интенсивностью $I \geq 1\text{--}2\%$
Относительное полное энергетическое разрешение $\eta_{tot}$	Ширина на полувысоте пика полного поглощения $\gamma$ -линии, отнесенная к энергии $E_\gamma$ нуклида $^{137}\text{Cs}$ (662 keV)	С оптимально подобранными фотоприемниками $\eta_{tot} = (2,8\text{--}8,5)\%$ . Наилучшие результаты достигаются при объеме сцинтиллятора $\leq 10 \text{ см}^3$
Статистическая составляющая относительного энергетического разрешения $\eta_{st}$	Определяется числом образуемых первичных носителей заряда $N$	$\eta_{st} = 2,35 \cdot (1/\sqrt{N}) \cdot 100 \quad (1)$ $N = E_\gamma \cdot L_Y \cdot Q_E \quad (2)$
Собственное энергетическое разрешение $\eta_{int}$	Наличие $\eta_{int}$ связывают с локальной дефектностью кристаллической структуры, локальными потерями при сборе света с объема кристалла, а также с нелинейной зависимостью $L_Y$ от энергии рожденных в сцинтилляторе электронов	При энергиях ниже 400 keV для многих кристаллов $\eta_{int}$ дает основной вклад в $\eta_{tot}$
Шумовая составляющая энергетического разрешения $\eta_n$	Вызывается флуктуациями числа носителей протекающего тока в цепи фотосенсора	Существенна для спектрометров с кремниевыми фотосенсорами
«Транспортная» составляющая энергетического разрешения $\eta_{tr}$	Связана с вероятностью преобразования фотона света из сцинтиллятора в фотоэлектрон на фотокатоде, а этот фотоэлектрон достигнет первого диода и будет усилен в ВФЭУ	В современных детекторах этой компонентой пренебрегают ввиду ее малости, а в кремниевых ф. с. она полностью отсутствует
Плотность $\rho$ и массовый коэффициент ослабления $\mu(E)/\rho$ , где $\mu$ – линейный коэффициент ослабления	$[\rho] = \text{г/см}^3$ ; $[\mu(E)/\rho] = \text{см}^2/\text{г}$ . Отношение потоков $\gamma$ -квантов перед ( $F_0$ ) и позади ( $F$ ) пластины толщиной $L$ описывается известной формулой: $F/F_0 = \exp(-\mu \cdot L)$	В $\gamma$ -спектрометрах применяются кристаллы с $\rho = 3,5\text{--}8,4 \text{ г/см}^3$
Гигроскопичность		Чрезвычайно важное свойство при применении детекторов в тяжелых условиях (вибрации)

### 1. Специфика создания $\gamma$ -спектрометра с кристаллом CsI:Tl

Среди перечисленных свойств прецизионного  $\gamma$ -спектрометра на первом месте стоит разрешающая способность.

#### 1.1 Энергетическое разрешение и влияние на него типа фотосенсора

Полное энергетическое разрешение  $\eta_{tot}$  имеет несколько составляющих [4]:

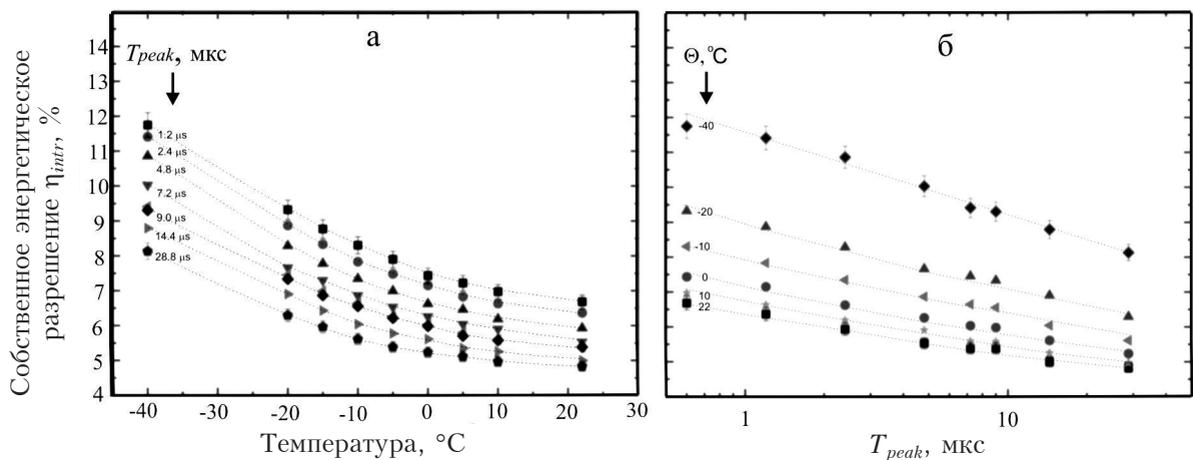
$$(\eta_{tot})^2 = [(\eta_{st})^2 + (\eta_{int})^2 + (\eta_n)^2 + (\eta_{tr})^2]. \quad (3)$$

Лишь  $\eta_{st}$  и  $\eta_n$  доступны для воздействия на них со стороны разработчика спектрометра. Остальные определяются свойствами кристалла.

Минимум статистической составляющей, согласно (2) и (3), может достигаться выбором фотосенсора с максимальной  $Q_E$ , полным сбором фотонов вспышек и участием в формировании амплитуд импульсов максимального числа первичных носителей заряда. Последнее достигается увеличением времени формирования сигналов. Следует отметить, что это приводит к некоторому уменьшению  $\eta_{int}$  (рис.2).

Современные вакуумные фотоэлектронные умножители (ВФЭУ) в области  $\lambda_{max} = 540$  нм характеризуются  $Q_E \approx 10\%$  (при  $\lambda = 400$  нм  $Q_E \leq 35\%$  *Hamamatsu R6231-100*), поэтому практический интерес представляют только кремниевые фотосенсоры (КФС). Так, для кремниевых PIN-фотодиодов (КФД) *Hamamatsu S3590-08*  $Q_E$  может быть на уровне 90%. В работе [5] с относительно большим кристаллом (10 см<sup>3</sup>) достигнуто  $\eta_{tot\_CsI} \geq 5,8\%$  при  $\Theta = 20^\circ\text{C}$ . Для сравнения: комбинация [NaI:Tl + ВФЭУ] в лучшем случае характеризуется  $\eta_{tot\_NaI} \geq 6,5-7,0\%$ .

Главный недостаток КФД – электронный шум. При упомянутых выше условиях ( $E_\gamma = 662$  кэВ,  $\Theta = 20^\circ\text{C}$ ,  $T_{peak} = 1,75-2,0$  мкс) для спектрометра с детектором [CsI:Tl + КФД] наш расчет показывает:  $\eta_{tot} \approx 6,91\%$  ( $\eta_{int} = 6,25\%$ ;  $\eta_n = 2,07\%$ ;  $\eta_{st} = 2,09\%$ ). Разрешение может быть улучшено, если при формировании импульсов использовать не 60% числа фотонов вспышки (соответствует  $T_{peak} = 1,75-2,0$  мкс), а, например, 90% ( $T_{peak} = 14,5$  мкс). При этом снижаются вклады собственной, статистической и шумовой компонент:  $\eta_{tot} \approx 5,37\%$  ( $\eta_{int} = 5,0\%$  [2];  $\eta_n = 1,2\%$ ;  $\eta_{st} = 1,32\%$ ).



**Рис.2.** Влияние температуры (а) и времени формирования (б) на энергетические зависимости  $\eta_{int}$  спектрометра с CsI:Tl [2].

Главная проблема детектора [CsI:Tl + КФД] состоит в том, что к формирователю импульсов («треугольному» или квазигауссову [6]) предъявляются взаимоисключающие требования: для сбора максимального числа фотонов вспышки  $T_{peak}$  должно увеличиваться, а для снижения шума – уменьшаться. Для «треугольного» формирования при  $\Theta = +20^\circ\text{C}$  типовое значение  $T_{peak\_opt} \approx 1,75$  мкс и  $\eta_{tot} \approx 6,51\%$ , а при  $\Theta = +55^\circ\text{C}$   $T_{peak\_opt} \approx 0,32$  мкс. При  $T_{peak} = 14,5$  мкс уровень шумовой составляющей разрешения из-за возрастания в 40 раз тока утечки КФД увеличится [6] в  $[(T_{peak\_opt}/T_{peak} + T_{peak}/T_{peak\_opt})/2]^{1/2} \approx 4,76$  раза, т. е. как минимум до 5,1%, а полное разрешение превысит  $\eta_{tot} \approx 7,33\%$ .

Ток утечки КФД слишком велик ( $I_D \approx 4$  нА для *S3590-08*, например), и связанный с ним шум также. Область их применения ограничивается лабораторными спектрометрами.

Рекордные результаты по разрешению при комнатной температуре ( $\eta_{tot} \approx 4,35\%$ ) получены в работе [7] для кристалла объемом  $0,33$  см<sup>3</sup> с кремниевым дрейфовым детектором (КДД) при  $T_{peak} = 12$  мкс. К сожалению, в коммерческих  $\gamma$ -спектрометрах такой детектор неприменим из-за специфического способа съема заряда с КДД, он работоспособен лишь при очень низких энерговыделениях в сцинтилляторе (произведение энергий поглощенных квантов на статистическую загрузку) [1].

Приемлемые результаты ( $\eta_{tot} = 4,9\%$  при  $T_{peak} = 22$  мкс и  $\Theta = +20^\circ\text{C}$ ) достигнуты в работе [8] с CsI:Tl-спектрометром с лавинным фотодиодом (ЛФД). ЛФД и PIN-фотодиоды показывают примерно одинаковую, на уровне 85%,  $L_Y$  при  $\lambda = 540$  нм. ЛФД обладает внутренним усилением в пределах величин  $G = 50\text{--}100$ . Превалирующим током утечки в структурах КФД и ЛФД является поверхностный, поэтому в ЛФД влияние тока утечки на отношение сигнал/шум оказывается почти в 50–100 раз меньше. В такое же число раз уменьшается влияние емкости диода и входной емкости предусилителя. Эти достоинства перекрываются недостатками ЛФД: малая площадь чувствительной поверхности  $\leq 100$  мм<sup>2</sup>; большой разброс характеристик отдельных экземпляров; сильная зависимость коэффициента внутреннего усиления от напряжения смещения и температуры, требующих сложной светодиодной системы стабилизации [9]; микрофонный эффект; достаточно высокая стоимость.

Сказанное объясняет тот факт, что ни один из мировых производителей сцинтилляционных гамма-спектрометров не применяет в коммерческих приборах блоки детектирования с ЛФД.

Большие перспективы открылись с появлением на мировом рынке кремниевых фотоумножителей (КФУ) [10], особенно это касается продукции компании *SensL* (Ирландия). Низкая стоимость ( $\leq 40,0$  \$ за кристалл  $6 \times 6$  мм), незначительный разброс характеристик отдельных экземпляров и низкая темновая скорость счета (*Dark Count Rate – DCR*)  $\approx 1,3 \cdot 10^6$  с<sup>-1</sup> для упомянутых кристаллов *J*-серии при  $\Theta = 20^\circ\text{C}$ ) устраняют главный недостаток других КФС – есть возможность объединять их в матрицы необходимой площади и избегать применения световодов при сочленении со сцинтилляторами значительных размеров. Заметим, что начальный ток утечки, до усиления, составляет  $I_D \leq 1,5 \cdot 10^{-12}$  А. Усиление в КФУ достаточно велико (для *J*-серии *SensL*  $G = 2,8 \cdot 10^6$ ), а это позволяет соединять фотосенсоры с процессором детекторных импульсов с помощью согласованного коаксиального кабеля. Шумовые импульсы, создающие *DCR*, имеют экспоненциальную форму с постоянной времени  $\tau_r = 10\text{--}50$  нс для разных типов, определяемой восстановлением микропикселей после лавинного пробоя.

Главный недостаток КФД – недостаточная фотодетекторная эффективность (*Photodetective Efficiency – PDE*<sup>1</sup>) при  $\lambda_{CsI} = 540$  нм. Для упомянутых КФУ J-серии размерами 6×6 мм при  $\lambda_{max} = 540$  нм  $PDE \approx 20\%$ . Даже этого достаточно, чтобы спектрометры с детекторами типа [CsI:Tl + КФУ] превосходили по разрешающей способности классические с детекторами [NaI:Tl + ВФЭУ]. Один из лучших результатов при комнатной температуре со сцинтиллятором 4×4×4 мм –  $\eta_{tot} = 5,9\%$  [11] при  $T_{peak} = 6$  мкс.

В настоящее время по совокупности характеристик *SiPM* безальтернативны в качестве фотосенсора сцинтилляций в CsI:Tl.

Другая важнейшая характеристика  $\gamma$ -спектрометра – быстродействие. Как всегда, разрешающая способность и быстродействие – конкурирующие характеристики.

## 1.2 Быстродействие

Быстродействие спектрометра имеет две составляющие [3]. Быстродействие «по входу» характеризует максимальная статистическая загрузка  $R_{i\_max}$ , при которой относительные смещения центра тяжести  $\Delta E/E$  и уширение  $\Delta\eta/\eta$  реперного пика<sup>2</sup> аппаратного спектра не превышают заданных величин (обычное требование  $\Delta E/E \leq 0,1-0,2\%$  и  $\Delta\eta/\eta \leq 10\%$ ). Максимальная скорость накопления в аппаратном спектре «очищенных» от наложений событий  $R_{o\_max}$  характеризует быстродействие «по выходу».

Быстродействие «по входу» в подавляющей степени зависит от длительности по основанию ( $T_W$ ) сформированных детекторных импульсов и применяемого стабилизатора базовой линии (СБЛ). В работах [3,6] показано, что правильно спроектированные современные СБЛ успешно функционируют при нагрузках по входу  $R_i$ , определяемых фактором занятости  $DF = R_i \cdot T_W \leq 2$ , т. е. до 200% мертвого времени. Вне конкуренции так называемые «цифровые» (по реакции на входное воздействие, а не по схемной реализации) [3]. В основе их функционирования лежит специфический «бесшумовой» способ дополнительного формирования сигналов (*Noise Free Additional Pulse Shaping – NFAPS*) [12]. «Цифровыми» (ЦСБЛ) эти стабилизаторы названы за то, что их реакция на любое входное воздействие не зависит от формы и амплитуды этого воздействия, а лишь от полярности и длительности превышения процессом установленных в шумах порогов срабатывания. ЦСБЛ реализуются как в аналоговом, так и в цифровом видах.

Важным параметром любого спектрометра является микроскопическое мертвое время  $T_D$ . Это минимально допустимый в данном типе спектрометра интервал времени между предшествующим данному импульсу и последующим за ним сигналами, при котором амплитуда данного импульса воспринимается инспектором наложений как неискаженная.  $T_D$  характеризует время, затрачиваемое на обработку детекторного импульса и, соответственно, реальную максимально возможную скорость счета «очищенных» от наложений импульсов  $R_{o\_max}$ , т. е. быстродействие «по выходу». Формула (4) (см., например, [13]) описывает связь скоростей счета по входу ( $R_i$ ) и выходу ( $R_o$ ) спектрометра, имеющего в своем составе режектор наложений:

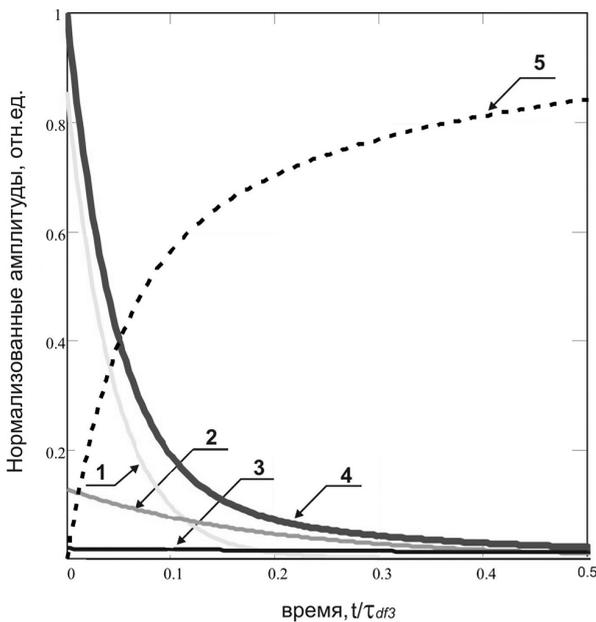
$$R_o = R_i \cdot \exp(-R_i \cdot T_D). \quad (4)$$

<sup>1</sup>  $PDE = Q_E \cdot FF \cdot G_{AP}$ , где  $Q_E$  – квантовая эффективность преобразования фотонов света в первичные электроны;  $FF$  – Fill Factor, т. е. коэффициент заполнения, или доля чувствительной площади в общей площади рабочей поверхности;  $G_{AP}$  – *Geiger Avalanch Probably* – вероятность того, что первичный электрон вызовет «гейгеровскую» лавину.

<sup>2</sup> Стандартная процедура измерения заключается в следующем. Реперный пик малой интенсивности устанавливается на 85% энергетической шкалы спектрометра (обычно это <sup>228</sup>Th с  $E_\gamma = 2614$  кэВ). С помощью второго радионуклидного источника (как правило, это <sup>137</sup>Cs с  $E_\gamma = 662$  кэВ) создается статистическая загрузка.

На величину  $T_D$  влияют форма импульсов, логика работы инспектора наложений, диапазон  $E_\gamma$ , разрешающее время инспектора наложений  $T_{res}$ . Классические инспекторы наложений не допускают никакого перекрытия импульсов во времени. С ними  $T_D = T_W + T_{peak}$ . В работе [13] была показана иная логика инспекции, допускающая частичное перекрытие импульсов во времени. В этом случае  $T_D \geq T_W$ . Теоретический минимум  $T_D$  обозначают как интервал наложений  $T_{p-u}$  [6], нижний его предел  $2T_{peak}$ .

Рассмотрим формирование детекторных импульсов спектрометра с [CsI:Tl + КФУ]-детектором. Благодаря высокому усилению КФУ в составе блока детектирования 1 на рис.1 отсутствует зарядочувствительный предусилитель и форма сигналов на входе усилителя 2 повторяет форму сцинтилляционной вспышки [2] (рис.3). Очень показательна кривая 5, показывающая



**Рис.3.** Сцинтилляционная вспышка CsI:Tl: 1 – компонента с  $\tau_{df1} = 0,73$  мкс (47,5%); 2 – компонента с  $\tau_{df2} = 3,1$  мкс (30%); 3 – компонента с  $\tau_{df3} = 16,0$  мкс (22,5%); 4 – полный импульс на низкоомной нагрузке SiPM; 5 – интеграл вспышки.

NaI:Tl, т. е. 60% общего числа фотонов во вспышке для CsI:Tl. Этому условию соответствует  $T_{peak} \geq 0,11\tau_{df3} \approx 1,75$  мкс. Многокомпонентность световых вспышек CsI:Tl усложняет формирование униполярных импульсов минимальной длительности с заданным  $T_{peak}$ .

Пусть процессор детекторных импульсов имеет структуру, показанную на рис.1. В узле активного интегрирования содержатся 2–3 активных интегратора Салена-Кейя [14]. При строго экспоненциальной форме входных импульсов на выходе образуются достаточно симметричные сигналы. Для получения  $T_{peak} \approx 0,11\tau_{df3} \approx 2,4\tau_{df1} \approx 1,75$  мкс постоянная времени дифференцирования  $\tau_{dif}$  должна удовлетворять условию  $\tau_{dif} \approx 0,11\tau_{df3}/6 \approx 0,4\tau_{df1}$ . Обычно экспоненциальные импульсы укорачивают без образования длительных «хвостов» той же полярности или выбросов противоположной дифференциаторами «с компенсацией полюса нулем» (PZ-dif на рис.1) [15]. А какой из трех полюсов Лапласовых изображений экспонент следует

рост числа испущенных фотонов света с течением времени. Сбор 90% света происходит за время  $0,8\tau_{df3}$ , 95% – за время  $1,5\tau_{df3}$  и 99% – за  $3,0\tau_{df3}$ .

Для достижения наилучшего энергетического разрешения необходимо утилизировать максимальное число фотонов вспышек, отсюда  $T_{peak} \geq 3,0\tau_{df3} = 48$  мкс. При истинно «квазигауссовом» формировании  $T_W = T_D \approx 2,0T_{peak} \approx 150$  мкс. Никаких особых проблем формирование таких импульсов традиционными методами не вызывает, но скорость накопления спектра будет всего лишь  $R_{o,max} \leq 2,45 \cdot 10^3$  с<sup>-1</sup>. Такое формирование пригодно лишь для низкофоновых измерений.

При измерении параметров интенсивных  $\gamma$ -полей требуется т. н. «короткое» формирование детекторных импульсов, т. е. с малым  $T_{peak}$ . Есть ограничение на минимум  $T_{peak}$ . Необходимо, чтобы к моменту  $t = T_{peak}$  число испущенных фотонов света было не меньше, чем полное число фотонов в сцинтилляции

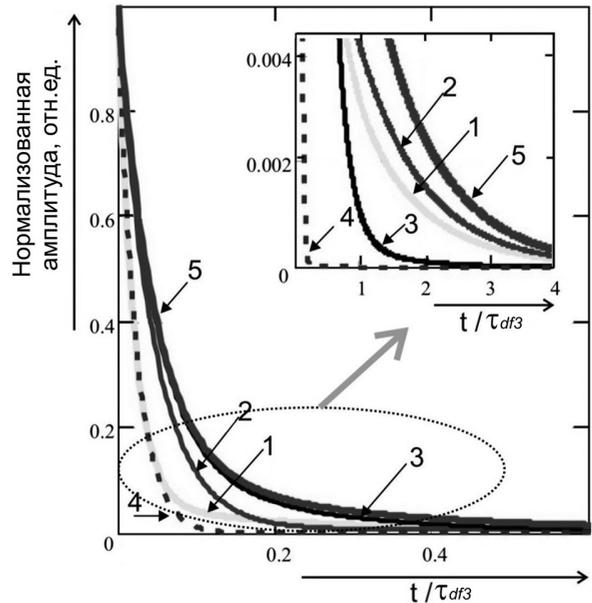
компенсировать нулем передаточной функции дифференциатора? На рис.4 показаны результаты попыток укорачивания детекторных импульсов  $PZ$ -цепью при согласовании входной постоянной времени (нуля передаточной функции)  $PZ$ -цепи  $\tau_i = C_d R_i$  (рис.1) с постоянными высвечивания каждой из компонент вспышки ( $\tau_{df1}$ ,  $\tau_{df2}$  и  $\tau_{df3}$ ). Зрительно наилучшее приближение к экспоненте  $\exp(-t/0,5\tau_{df1})$  достигается при согласовании входа  $PZ$ -цепи с быстрой компонентой (кривая 1), т. е.  $\tau_i = C_d R_i = \tau_{df1}$ . Оптимальная постоянная дифференцирования  $\tau_{dif} = \tau_o = C_d \cdot R_1 \cdot R_2 / (R_1 + R_2) = \tau_{df1} / 2,25$ . При этом образуется длинный «хвост», обусловленный медленными компонентами детекторного импульса (кривая 1). Детальное рассмотрение оснований импульсов показывает, что вход укорачивающей цепи лучше согласовывать с самой медленной компонентой детекторного импульса (кривая 3). В любом случае получение качественного квазигауссова импульса с  $T_{peak} \geq 0,11\tau_{df3} \approx 1,75$  мкс оказывается невозможным. Процедура укорачивания импульсов в спектрометре с кристаллом CsI:Tl существенно иная, чем с другими сцинтилляторами, имеющими однокомпонентные сцинтилляции.

Нами разработан способ последовательного, 3-стадийного укорачивания детекторных импульсов CsI:Tl, он же позволяет измерить постоянные времени всех компонент и их относительные вклады. Постоянные дифференцирования  $\tau_o$  каждой из  $PZ$ -цепей должны удовлетворять условиям:  $\tau_{o3} > \tau_{df2}$ ;  $\tau_{o2} > \tau_{df1}$ ; на величину  $\tau_{o1}$  ограничений нет. Пределом укорачивания медленных компонент служит момент возникновения у соответствующего импульса выброса противоположной полярности. Этот способ укорачивания многокомпонентных импульсов обеспечивает достижение экспоненциальной формы сигналов с любой малой постоянной времени, в т. ч.  $\approx 0,5\tau_{df1}$ . С помощью же «растягивающей» схемы с компенсацией полюса нулем (т. н. изодромный интегратор [6]), у которой постоянная времени нуля передаточной характеристики равна  $0,5\tau_{df1}$ , а полюс в  $n$  раз больше, можно получать экспоненциальные импульсы с любой большей постоянной времени спада.

На рис.5 показаны детекторный и шумовой импульсы на выходе гауссова формирователя 6-го порядка (3 активных интегратора по схеме Саллена-Кейя).

Исходя из данных рис.5, можно оценить достижимое с медленным сцинтиллятором быстродействие спектрометра:  $R_{i\_max} \geq 1/5,5\tau_{df1} \approx 2,5 \cdot 10^5$  с<sup>-1</sup>, а  $R_{o\_max} = 1/5,5\tau_{df1} e \approx 92 \cdot 10^3$  с<sup>-1</sup>. Такое быстродействие достаточно в большинстве применений  $\gamma$ -спектрометров.

Используя форму и относительную амплитуду шумового импульса, можно рассчитать шумовую составляющую энергетического разрешения. Для этого следует найти среднеквадратичное отклонение шумового процесса  $\sigma_n$ , создаваемого потоком шумовых импульсов КФУ.



**Рис.4.** Варианты укорочения одной  $PZ$ -цепью 3-компонентного детекторного импульса (без образования выброса): 1 —  $\tau_{i1} = \tau_{df1}$ ,  $\tau_{o1} = \tau_{df1} / 2,25$ ; 2 —  $\tau_{i2} = \tau_{df2}$ ,  $\tau_{o2} = 2,875\tau_{df1}$ ; 3 —  $\tau_{i3} = \tau_{df3}$ ,  $\tau_{o3} = 17,75\tau_{df1}$ ; 4 —  $\exp(-t/0,4\tau_{df1})$ , как требуемый результат; 5 — исходный детекторный импульс.

Формула Кемпбелла [16] позволяет это сделать:

$$\sigma_n = (DCR \cdot \int_0^{\infty} V_n(t)^2 \cdot dt)^{1/2}, \quad (5)$$

где  $DCR$  – темновая скорость счета шумовых импульсов;  $V_n(t)$  – импульс лавинного шума.

Пусть имеется стандартный сцинтиллятор CsI:Tl в виде цилиндра  $\varnothing 38 \times 38$  мм. Для эффективного съема света необходима матрица из 36 КФУ  $J$ -серии производства *SensL* размерами  $6 \times 6$  мм. При нормальных условиях  $DCR = 1,27 \cdot 10^6 \cdot 36 \text{ с}^{-1} \approx 45,7 \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}$ . Расчеты по формуле (5) дают результат  $\sigma_n \approx 1,63$  кэВ. Шумовая составляющая энергетического разрешения составит:

$$\eta_n = 2,35 \cdot \sigma_n \cdot 100\% / V_{662} \approx 0,58\%, \quad (6)$$

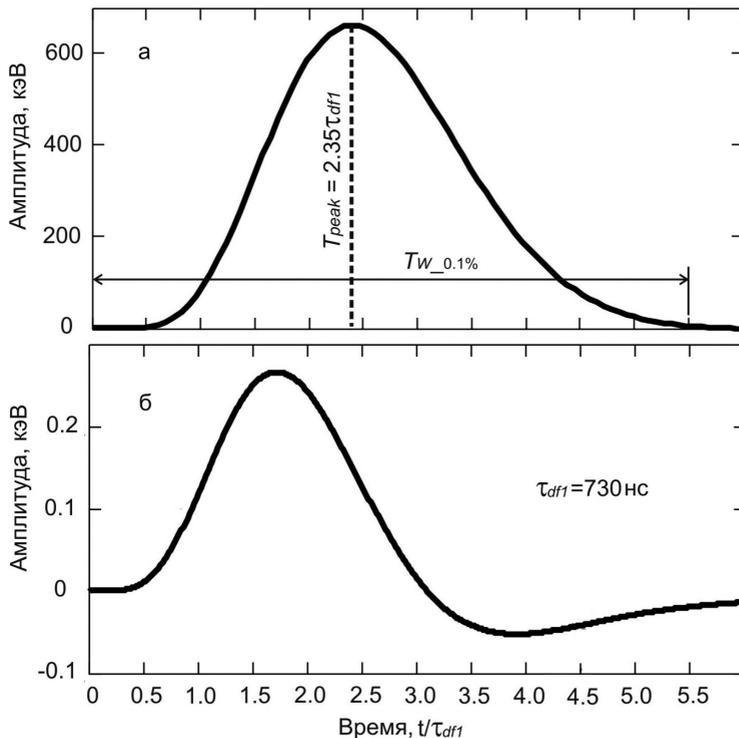
где  $V_{662}$  – амплитуда детекторного импульса, соответствующая поглощенной в сцинтилляторе энергии 662 кэВ.

В этих условиях шумовой составляющей можно пренебречь на фоне статистической составляющей и собственного разрешения кристалла. Действительно, к моменту времени  $t = T_{peak} \approx 0,11\tau_{dfz}$  испускается около 60% фотонов всей вспышки, т. е. в формуле (3) можно положить, что  $L_Y \approx 41,6$  фотон/кэВ,  $Q_E$  заменить на  $PDE = 0,2$ . Для  $E_\gamma = 662$  кэВ из формулы (2) получаем  $\eta_{st} = 3,65\%$ . Экстраполируя результаты исследований авторов работы [2] при комнатной температуре и упомянутом  $T_{peak}$ , находим  $\eta_{int} \approx 5,25\%$ . Квадратичное сложение дает:

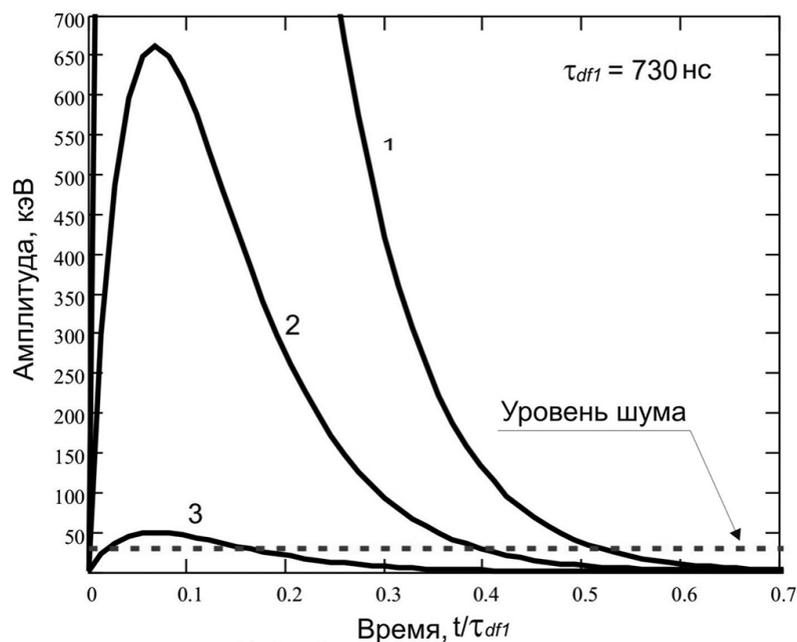
$$\eta_{tot} = [(\eta_{st})^2 + (\eta_{int})^2 + (\eta_n)^2]^{1/2} \approx 6,42\%. \quad (7)$$

Этот результат вполне сопоставим с полученным в тех же условиях в работе [2], где  $\eta_{tot} \approx 6,5\%$ .

С ростом температуры вклад шумовой составляющей может оказаться соизмеримым с другими. При  $\Theta = +55^\circ\text{C}$   $DCR$  может возрасти в 35 раз, что, согласно формулам (5,6), увеличит  $\eta_n$  почти в 6 раз. Вопрос о сокращении числа КФУ оказывается актуальным.



**Рис.5.** Детекторный (а) и шумовой (б) импульсы на выходе гауссова формирователя, содержащего 3 PZ-дифференциатора ( $\tau_{01} = \tau_{dff}/2,0$ ;  $\tau_{02} = \tau_{dff}/1,435$ ;  $\tau_{03} = \tau_{dff}/1,25$ ) и 3 активных интегратора ( $\tau_{int} = 0,41\tau_{dff}$ ). Амплитуда детекторного импульса соответствует  $E_\gamma = 662$  кэВ.



**Рис. 6.** «Быстрые» импульсы во временном канале, полученные укорачиванием в 15 раз сигнала на входе группы активных интеграторов ( $\tau_r = 50$  нс; время нарастания усилителя  $\approx 25$  нс): 1 – импульс, соответствующий  $E_\gamma = 3,0$  МэВ; 2 – импульс, соответствующий  $E_\gamma = 662$  кэВ; 3 – импульс, соответствующий  $E_\gamma = 50,0$  кэВ. Пунктиром показан обусловленный уровнем шума порог привязки при  $\Theta = +55^\circ\text{C}$  и 36 КФУ.

Реализация высокого быстродействия невозможна без эффективных во всем диапазоне энергий (обычно это 50 кэВ ÷ 3,0 МэВ) устройств таймирования (или хронирования) детекторных импульсов (временной привязки к ним) и инспекции наложений. При этом эффективность инспекции наложений сильно зависит от избранного метода таймирования случайных сигналов.

Простейший метод таймирования – с постоянным порогом (*Leading Edge Timing – LET*) и инспектор наложений по принципу фиксации второго «быстрого» импульса на интервале микроскопического мертвого времени [15]. Этот метод успешно применяется с «быстрыми» сцинтилляторами, включая NaI:Tl. Разрешающее время  $T_{res}$  такого инспектора с CsI:Tl окажется близким к  $T_{res} \approx 450$  нс из-за длительности быстрых импульсов (рис. 6).

Эффективность инспекции наложений  $\varepsilon_{p-u}$  в первом приближении дается выражением [3]:

$$\varepsilon_{p-u} \approx (T_{p-u} - T_{res}) / T_{p-u}, \quad (8)$$

где  $T_{p-u}$  – интервал наложений [6] (теоретический минимум  $T_D$  при данной форме сформированных детекторных импульсов).

В данном случае  $\varepsilon_{p-u} \approx (5,5\tau_{df1} - 0,55\tau_{df1}) / 5,5\tau_{df1} \approx 0,9$ . Для прецизионных измерений требуется  $\varepsilon_{p-u} \geq 95\%$ . Простейший вариант таймирования детекторных импульсов и инспекции наложений оказывается малоприменимым в быстродействующем варианте спектрометра.

Наилучшие результаты дает инспекция искажений формы импульсов, использующая сдвиг одной временной отметки относительно другой [3]. Первая из них инвариантна к изменению амплитуды и формы импульсов (*Amplitude & Rise-Time Compensation – ARTC*), а другая – только по отношению к амплитуде. В качестве устройств таймирования для получения упомянутых отметок применяются  $ARTC_{DD}$  с дискриминацией шумов по длительности [17] и по пересечению нуля (*Zero Cross Timing – ZCT*), соответственно. Порог срабатывания  $ARTC_{DD}$  устанавливается вблизи нуля, и это обеспечивает постоянство  $\varepsilon_{p-u}$  в максимально широком энергетическом диапазоне, малое разрешающее время устройств по такому принципу позволяет иметь эффективность заведомо выше 95%.

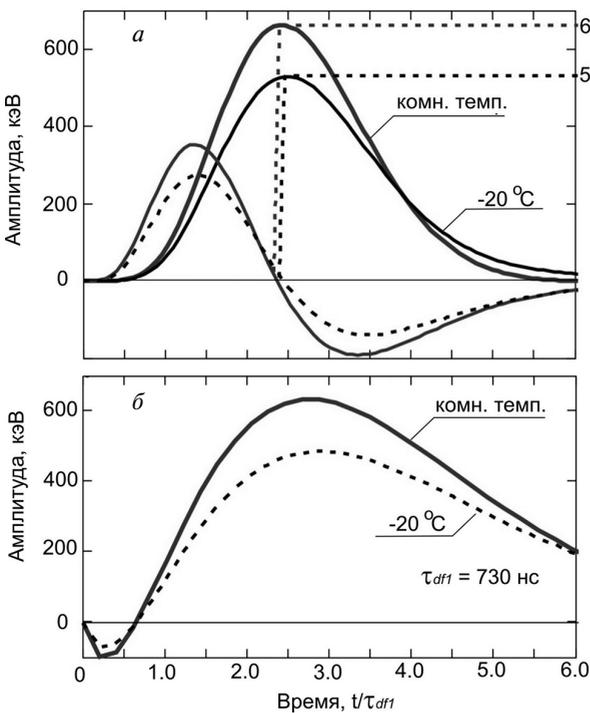
Что касается точного учета просчетов в широком диапазоне энергий и статистической загрузки, то в работе [3] показано, что среди множества методов математически строго коррекция осуществима лишь по методу «виртуального генератора» (VPG) [18]. Здесь каждый выходной логический импульс интегрального дискриминатора (LE-дискриминатор), на входе которого – сформированные детекторные импульсы, удлиняется на некоторое время  $T_{add}$ , а промежутки между удлинёнными логическими импульсами заполняются тестовыми импульсами высокой частоты. Экспозиция задается по достижению заданного числа импульсов «живого» времени. Условие точной коррекции просчетов [3]:

$$T_{add} = T_D - T_{p-u}. \quad (9)$$

Это условие должно выполняться во всем диапазоне энергий, измеряемая длительность одиночных и наложенных (групповых) импульсов  $T_W$  не должна зависеть от амплитуд детекторных импульсов.

### 1.3. Влияние температуры на характеристики спектрометра

Сцинтилляционные гамма-спектрометры эксплуатируются на АЭС в диапазоне рабочих температур от  $-25$  до  $+55$  °С. Важнейшие характеристики CsI:Tl (световыход  $L_Y$ , постоянные высвечивания  $\tau_{dfi}$  и интенсивности компонент высвечивания  $I_i$ ) подвержены влиянию температуры.



**Рис.7.** Спектрометрический и ZC-импульсы (а) и ARTC-импульсы (б) при комнатной температуре и при  $\Theta = -20$  °С.

**Табл.2.** Влияние температуры на постоянные времени компонент высвечивания и их интенсивности [2].

Температура, °С	$\tau_{df1}$ , мкс	Интенсивность $I_1$ , %	$\tau_{df2}$ , мкс	Интенсивность $I_2$ , %	$\tau_{df3}$ , мкс	Интенсивность $I_3$ , %
+20	0,73	47,5	3,1	30,0	16,0	22,5
-20	0,91	42,1	4,0	28,1	22,4	29,8

Температурный дрейф  $L_Y$  в упомянутом диапазоне может превышать 15% относительно комнатного значения [2,19]. Это приводит к увеличению  $\eta_{tot}$  до 20% и смещению влево пика полного поглощения в аппаратном спектре. Единственным аппаратным средством борьбы с температурным изменением  $\eta_{tot}$  является термостабилизация кристалла [20]. Компенсировать влияние температуры на энергетическое разрешение можно с помощью математических процедур, позволяющих разделить перекрывающиеся пики и вычислить их площади [21].

Меры подавления дрейфа энергетической шкалы спектрометра вполне традиционные [1]: термостатирование блока детектирования; «табличная» стабилизация кристалла по предварительно полученным в термокамере данным о коэффициентах преобразования спектрометра; «реперная» стабилизация по  $\alpha$ -линии  $^{241}\text{Am}$ , нанесенного на кристалл или

по  $\gamma$ -линии  $^{40}\text{K}$ , который практически всегда присутствует в месте измерения; сочетание «табличной» стабилизации кристалла и светодиодной или параметрической стабилизации фотосенсора. Применение упомянутых мер снижает дрейф шкалы спектрометра до  $\leq 0,5\%$ .

Температурный дрейф постоянных времени и интенсивностей компонент высвечивания потенциально чреват рассогласованием формы детекторных импульсов с настроенными в лабораторных условиях цепями их формирования. Для примера, в табл.2 приведены значения постоянных времени компонент высвечивания и их интенсивности для температур  $+20\text{ }^\circ\text{C}$  и  $-20\text{ }^\circ\text{C}$  [2].

Чем больше постоянная высвечивания, тем больше ее абсолютное и относительное увеличение с понижением температуры. На рис.7 показано изменение спектрометрического, ARTC- и ZC-импульсов под действием температуры кристалла без учета падения  $L\gamma$  сцинтиллятора. Из приведенных данных следует несколько выводов.

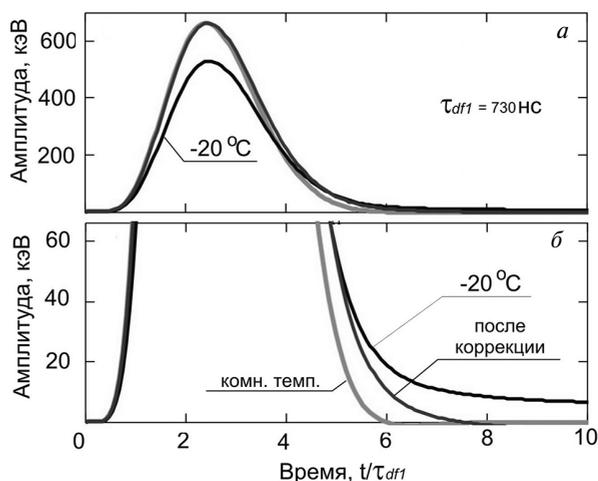
1. Даже при сохранении интегрального световыхода происходит существенное уменьшение (на  $\approx 25\%$ ) амплитуд импульсов.

2. Значительно возрастает длительность по основанию  $T_W$  (с 5,5 до 12,5 мкс по уровню 0,1% от максимума) – сказывается рассогласование  $\tau_{df3}$  с соответствующей PZ-цепью.

3. ARTC-отметка остается неизменной, а ZC-отметка смещается незначительно ( $0,05\tau_{df1} \leq 40$  нс). Инспектор наложений остается эффективным.

Если не предпринимать никаких мер, то быстродействие спектрометра упадет в  $\approx 2,3$  раза, но работоспособность сохранится. Входная постоянная времени PZ-цепи, изначально согласованная с  $\tau_{df3} = 16$  мкс, может быть сделана зависящей от температуры кристалла  $\tau_{df3} = f(\Theta)$ . Результат показан на рис.8.

Отметим, что оптимальная форма импульса получается, если  $\tau_{o3}$  меньше, чем  $\tau_{df3}$ , а именно  $\tau_{o3} = 20$  мкс, а не 22,4 мкс. Подстраивать в функции от температуры параметры других PZ-цепей нет смысла.



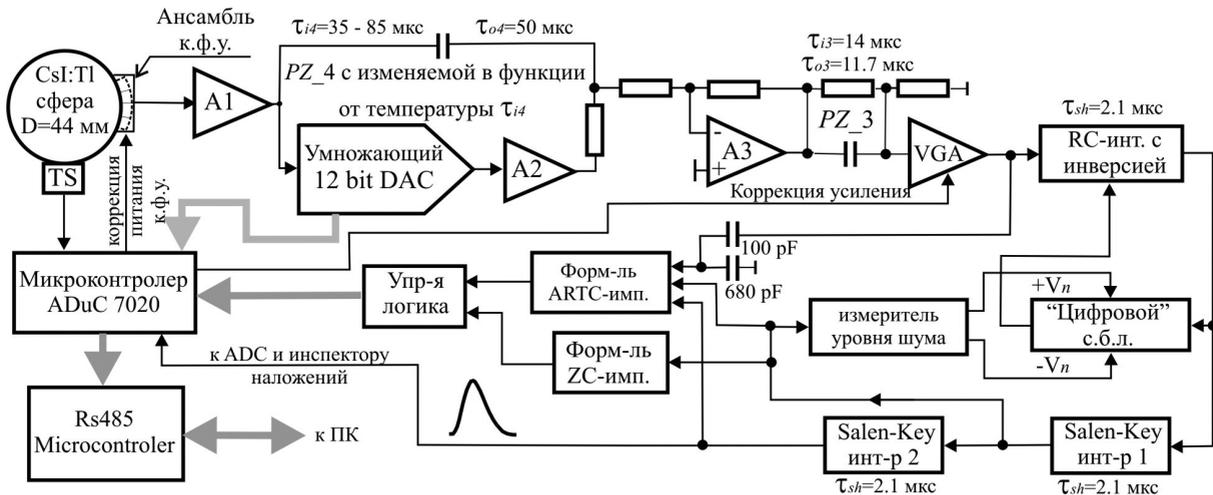
**Рис.8.** Спектрометрические импульсы, соответствующие  $E_\gamma = 662$  кэВ (а) и детализированная их форма (б): при комнатной температуре; при  $\Theta = -20\text{ }^\circ\text{C}$  до и после коррекции.

**Табл.3.** Характеристики кристаллов CsI:Tl разных производителей.

Производитель кристалла и тип использованного ФС						
Постоянная высвечивания	ВИМС им. Н.М. Федоровского (Москва), КФУ SensL		ScintiTech (USA), ВФЭУ R6231		Alkor Technologies (S.-Peterburg), КФУ SensL	
	$\tau_{dfi}$ , мкс	$I_i, \%$	$\tau_{dfi}$ , мкс	$I_i, \%$	$\tau_{dfi}$ , мкс	$I_i, \%$
$\tau_{df1}$	0,85	44,79	0,770	31,05	0,870	44,02
$\tau_{df2}$	3,20	25,84	3,80	18,79	3,780	29,20
$\tau_{df3}$	14,0	18,32	17	30,92	16,70	18,11
$\tau_{df4}$	65,0	11,05	80	19,24	80	8,67

## 2. Интеллектуальный детектор Старк-02

Все изложенные выше идеи и подходы были реализованы при создании интеллектуального детектора Старк-02. К сожалению, действительность оказалась более сложной, чем можно было ожидать из обработки литературных данных. Мы провели обмеры кристаллов CsI:Тl от трех независимых производителей и обнаружили четвертую, медленную, но достаточно интенсивную компоненту высвечивания. Результаты измерений помещены в табл.3.



**Рис.9.** Структура ИД «Старк-02». Кристалл CsI:Тl в виде сферы Ø44 мм. Указанные времена формирования соответствуют гауссовским импульсам с  $T_{peak} = 11,6\tau_{df1} \approx 10$  мкс и  $T_w = 34\tau_{df1} \approx 29$  мкс.

Предпочтительными оказываются российские кристаллы из-за большей относительной интенсивности быстрой компоненты. Описанный выше алгоритм укорачивания детекторных импульсов остается в силе при любом числе компонент высвечивания.

На рис.9 приведена структура версии Старк-02, предназначенной для общего применения (компромисс между энергетическим разрешением и быстродействием).

Особенности структуры ИД «Старк-02» следующие.

1. Кристалл CsI:Тl имеет сферическую форму. Объем сферы равен объему стандартного кристалла-цилиндра Ø1,5"×1,5". Это сделано для минимизации площади поверхности. В оптическом контакте с кристаллом находятся 4 КФУ *SensL* размерами 6×6 мм. Площадь фотосенсоров составляет ≈ 24% площади кристалла.

2. При требуемом  $T_{peak} \geq 5$  мкс нет смысла укорачивать компоненты импульса, обусловленные  $\tau_{df1}$  (0,85 мкс) и  $\tau_{df2}$  (3,2 мкс). Подлежат укорачиванию компоненты, соответствующие  $\tau_{df4}$  (65 мкс) и  $\tau_{df3}$  (14 мкс). Эту функцию выполняют цепи *PZ\_4* и *PZ\_3*, соответственно.

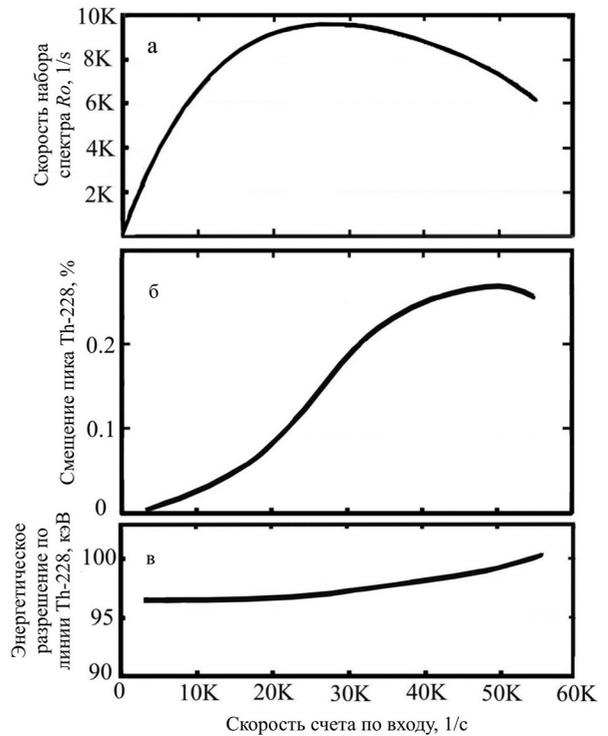
3. Влияние температуры в наибольшей мере сказывается на световых выходе  $L_y$  кристалла, наибольшей из компонент высвечивания  $\tau_{df4}$ , а также на коэффициенте преобразования КФУ. В память каждого экземпляра ИД записываются таблицы корректирующих коэффициентов для  $L_y$  и  $\tau_{df4}$ . Коррекции температурных дрейфов упомянутых характеристик производятся по показаниям датчика температуры на кристалле с помощью управляемого напряжением усилителя *VGA* и программно-управляемой схемы *PZ\_4*. Стабилизация коэффициента преобразования ансамбля из КФУ выполнена простейшим методом – подстройкой в функции от температуры напряжения питания [22].

ИД «Старк-02» выпускается серийно. При упомянутом значении  $T_{peak} \approx 10$  мкс  $\eta \leq 6,5\%$ . Дрейф шкалы преобразования в диапазоне температур  $-25^\circ\text{C} \leq \Theta \leq +55^\circ\text{C}$  не превышает  $\pm 1\%$ . Интегральная нелинейность в диапазоне энергий  $50 \text{ кэВ} \leq E_\gamma \leq 3,0 \text{ МэВ}$  не превышает  $\pm 0,5\%$ .

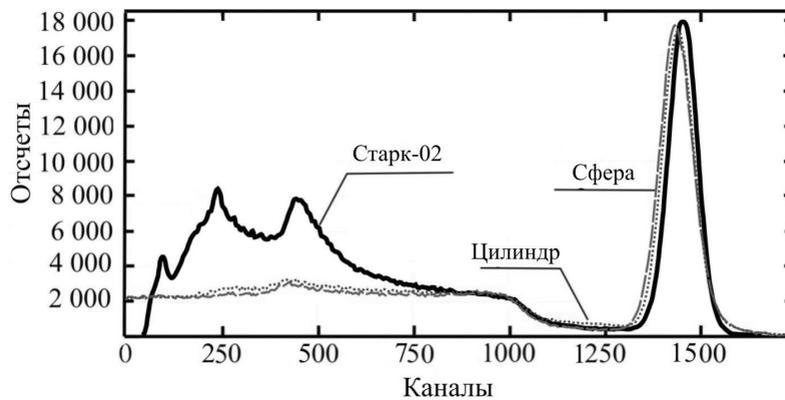
Поведение ИД при изменении статистической загрузки на входе  $R_i$  иллюстрируется данными рис.10.

Закономерен вопрос о том, как сферическая форма сцинтиллятора сказывается на форме аппаратного спектра и эффективности регистрации  $\gamma$ -квантов. Ответ на него содержится в данных рис.11, где представлены результаты измерения и моделирования в пакете *GEANT4* аппаратного спектра от источника  $^{137}\text{Cs}$ , расположенного на 100 мм от торца детектора. При моделировании рассматривались цилиндрический и сферический сцинтилляторы равного объема ( $\text{Ø}38 \times 38$  мм и  $\text{Ø}44$  мм, соответственно). В обоих случаях, как и в реальном ИД, предполагались по 4 КФУ *SensL* размерами  $6 \times 6$  мм. Полученные результаты таковы:

- $h_{\text{Старк}} \approx 6,5\%$ ,  $h_{\text{Сфера}} \approx 6,6\%$ ,  $h_{\text{Цилиндр}} \approx 7,1\%$ ;
- эффективность регистрации по пику полного поглощения  $^{137}\text{Cs}$  для цилиндра оказывается на 9% выше, чем для сферы;
- неполный светосбор в конфигурации цилиндра с 4 КФУ приводит к сдвигу пика на 0,5% и к его уширению.



**Рис.10.** Зависимости основных характеристик «Старк-02» от статистической загрузки: а)  $R_o = f_i(R_i)$ ; б) смещение аппаратного пика  $^{228}\text{Th}$  ( $E_\gamma = 2614$  кэВ) с ростом  $R_i$ ; зависимость энергетического разрешения по линии  $E_\gamma = 2614$  кэВ от  $R_i$ . Статистическая загрузка  $R_i$  создавалась источником  $^{137}\text{Cs}$  ( $E_\gamma = 662$  кэВ).



**Рис.11.** Измеренные со «Старк-02» и смоделированные спектры от источника  $^{137}\text{Cs}$ . Вид спектра ниже 750 канала для «Старк-02» обусловлен фоном, обратным рассеянием от конструкционных материалов и уровнем шума от КФУ.

### Заключение

Из приведенного выше материала о применении кристаллов CsI:Tl в качественных сцинтилляционных  $\gamma$ -спектрометрах широкого применения следует ряд выводов.

Доказана возможность достижения с кристаллами CsI:Tl умеренных размеров характеристик спектрометров принципиально лучших, чем с кристаллами NaI:Tl. Существуют перспективы применения с КФУ кристаллов гораздо больших размеров. Потребуется увеличение числа КФУ для обеспечения светосбора, возрастающий при этом шум может быть подавлен специальными электронными процедурами [23].

Проблемы, обусловленные особенностями кристаллов CsI:Tl, на практике успешно преодолеваются.

Применение с кристаллами CsI:Tl кремниевых фотоумножителей, более светочувствительных, чем ВФЭУ, обеспечивает типичное значение относительного разрешения  $\eta \leq 6,5\%$  в температурном диапазоне  $\Theta = +10 \div +45$  °С, а во всем температурном диапазоне от  $-25$  до  $+55$  °С  $\leq 7,5\%$ .

Проблема быстродействия, обусловленная наличием медленных компонент высвечивания и их зависимостью от температуры, успешно решается применением разработанной техники многократного укорачивания *PZ*-цепями и управлением в функции от температуры входной постоянной времени *PZ*-цепи, укорачивающей самую медленную компоненту детекторных импульсов.

Перспективы приближения энергетического разрешения, получаемого с CsI:Tl-кристаллами к значениям, характерным для  $\text{CeBr}_3$  с ВФЭУ ( $\approx 4\%$ ), связаны с увеличением *PDE* для КФУ хотя бы до 40% (при минимальном перенапряжении), а также с применением электроохлаждаемых фотодиодов. Это направление более перспективно, поскольку для ФД  $Q_E$  может достигать 90%. Проблема лишь в стоимости таких фотодиодов.

### Литература

1. М.Р. Belousov, М.В. Gromyko, О.В. Ignatyev, «Scintillation  $\gamma$  spectrometers for use at nuclear power plants (Review)», *Instruments and Experimental Techniques*, vol. 60, no. 1. pp. 5-24, 2017.
2. M. Grodzicka, M. Moszynski, T. Szczesniak, W. Czarnacki, M. Szawlowski, L. Swiderski, L. Kazmierczak, K. Grodzicki, «Characterization of CsI:Tl at a wide temperature range ( $-40$  to  $+22$  °C)», *Nucl. Instrum. and Methods*, vol. A707. pp. 73-79, 2013.
3. Игнатьев О.В. Быстродействующие спектрометры с полупроводниковыми детекторами рентгеновского и гамма-излучений: автореф. дис. д-ра техн. наук: 01.04.01. С.-Петербург, 2011. 40 с.
4. Акимов Ю.К. Фотонные методы регистрации излучений. Дубна: ОИЯИ, 2014. 323 с.
5. V.P. Seminozhenko, B.V. Grinyov, V.V. Nekrasov, Yu.A. Borodenko, «Recent progress in the development of CsI(Tl) crystal-Si-photodiode spectrometric detection assemblies», *Nucl. Instrum. and Methods*, vol. A537. pp. 383-388, 2005.
6. Акимов Ю.К., Игнатьев О.В., Калинин А.И., Кушнирук В.Ф. Полупроводниковые детекторы в экспериментальной физике. М.: Энергоатомиздат, 1989, 344 с.
7. C. Fiorini, A. Longoni, F. Perotti, «New detectors for  $\gamma$ -ray spectroscopy and imaging, based on scintillators coupled to silicon drift detectors», *Nucl. Instrum. and Methods*, vol. A454. pp. 241-246, 2000.

8. T. Ikagawa, J. Kataoka, Y. Yatsu, T. Saito, Y. Kuramoto, N. Kawai, M. Kokubun, T. Kamae, Y. Ishikawa, N. Kawabata, «Study of large area Hamamatsu avalanche photodiode in a  $\gamma$ -ray scintillation detector», *Nucl. Instrum. and Methods*, vol. A538, pp. 640-650, 2005.
9. Белоусов М.П., Горбунов М.А., Дудин С.В., Игнатъев О.В., Морозов С.Г., Пулин А.А. Портативный сцинтилляционный гамма-спектрометр Старк-01 // Аналитика и контроль. 2011. Т. 15. N 4. С. 429-438.
10. P. Buzhan, B. Dolgoshein, L. Filatov, A. Ilyin, V. Kantzerov, V. Kaplin, A. Karakash, F. Kayumov, S. Klemin, E. Popova, S. Smirnov, «Silicon photomultiplier and its possible applications», *Nucl. Instrum. and Meth. in Physics Research*, vol. A504, pp. 48-52, 2003.
11. M. Grodzicka, M. Moszynski, T. Szczesniak, M. Szawlowski, D. Wolski, J. Baszak, «MPPC Array in the Readout of CsI:TI, LSO:Ce:Ca, LaBr:Ce, and BGO Scintillators», *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 59, no. 6, pp. 3294-3303, 2012.
12. Игнатъев О.В. Способ увеличения быстродействия спектрометров ионизирующих излучений с полупроводниковыми и другими детекторами без внутреннего усиления. Патент РФ N 2392642. 2010.
13. F.S. Goulding, D.A. Landis, N.W. Madden, «Design philosophy for high-resolution rate and throughput spectroscopy systems», *IEEE Trans. on Nucl. Sci.*, vol. NS-30, no. 1, pp. 301-310, 1983.
14. R.P. Sallen, E.L. Key, «A Practical Method of Designing RC Active Filters», *IRE Trans.*, vol. 1, pp. 74-85, 1955.
15. P.W. Nicholson, *Nuclear Electronics*, J. Wiley & Sons, Inc., 1974.
16. Тихонов В.И. Статистическая радиотехника. М.: Радио и связь. 1982. 624 с.
17. Игнатъев О.В., Дудин С.В., Пулин А.Д. Устройство таймирования спектрометрических импульсов. Патент РФ N 2098842. 1997.
18. G.P. Westphal. Method of and system for determining a spectrum of radiation characteristics with full counting-loss compensation. US Patent N 4,476,384. 1984.
19. J.D. Valentine, D.K. Wehe, G.F. Knoll, K.E. Moss, «Temperature dependence of CsI(Tl) absolute scintillation yield», *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 40, no. 4, pp. 1267-1274, 1993.
20. F.V. Finkel, I.A. Krainukovs, V.S. Litvinsky, V.V. Gostilo, «Performance stabilization of scintillation spectrometers for aerosol monitoring», *Nuclear Technology and Radiation Protection*, vol. 34, no. 1, pp. 72-78, 2019.
21. L.J. Meng, D. Ramsden, V.M. Chirkin, V.N. Potapov, O.P. Ivanov, S.M. Ignatov, «The design and performance of a large-volume spherical CsI(Tl) scintillation counter for gamma-ray spectroscopy», *Nucl. Instrum. and Meth. in Physics Research*, vol. A485, pp. 468-476.
22. F. Licciulli, I. Indiveri, C. Marzocca, «A Novel Technique for the Stabilization of SiPM Gain Against Temperature Variations», *IEEE Trans. on Nucl. Sci.*, vol. 60, no. 2, pp. 606-611, 2013.
23. Игнатъев О.В., Белоусов М.П., Морозов С.Г., Громько М.В. Способ подавления лавинного шума в спектрометрах с медленными сцинтилляторами и кремниевыми фотоумножителями. Патент РФ N 2593617. 2016.

## Perspectives of CsI:Tl Crystals in $\gamma$ -Spectrometers

Belousov Maxim, Gorbunov Maxim, Ignatyev Oleg, Krymov Andrey, Kupchinsky Anton, Morozov Sergey,  
Pulin Aleksey (Ural Federal University, Ekaterinburg, Russia)

**Abstract.** The article describes the problems of creating a scintillation spectrometer with a CsI:Tl crystal to replace spectrometers with NaI:Tl crystals which are widely used at nuclear power plants (NPPs) to monitor the activity of air, waste water and adjacent territories. The advantages of CsI:Tl-spectrometers are in the best energy resolution; much greater resistance to mechanical and electromagnetic influences due to the use of silicon photomultipliers (SiPM) instead of vacuum photomultiplier tubes (VPMT); much greater durability due to the very low hygroscopicity of the material. The strong mismatch between the emission spectrum of the crystal and the spectral sensitivity of the VPMT photocathodes, the relatively long decay time and the complex, multicomponent form of the light flash made spectrometers with CsI:Tl crystals not competitive. The paper describes the methods of constructing a spectrometer, which made it possible to realize the useful properties inherent in a crystal and to level its disadvantages. As a result of the cycle of research and development work, the Stark-02 intellectual detector has been designed and described. Typical relative energy resolution with crystals of volume 45 cm<sup>3</sup> at an energy of 662 keV of the <sup>137</sup>Cs source is better than 6.5% in the ambient temperature range  $\Theta = +10 \div +45$  °C and not worse than 7.5% in the extended range  $\Theta = -25 \div +55$  °C.

**Key words:** *scintillator CsI:Tl, silicon photomultiplier, energy resolution, intrinsic resolution, slow flash components, pulse shaping, fast-action.*

*М.П.Белоусов (н.с.), М.А.Горбунов (вед.инж.), О.В.Игнатьев (д.т.н., г.н.с.), А.Л.Крымов (к.ф.-м.н., с.н.с.), А.В.Купчинский (инж.), С.Г.Морозов (вед.инж.), А.А.Пулин (н.с.) – Уральский федеральный университет, г. Екатеринбург.*

*Контакты: тел. +7 (343) 375-95-44; e-mail: ignatyev47@gmail.com.*