СТАНДАРТНАЯ ТЕОРИЯ СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫХ СПЕКТРОМЕТРОВ С ОДНИМ ФОТОДЕТЕКТОРОМ

В.В. Самедов

Национальный Исследовательский Ядерный университет «МИФИ»,

Существующие в настоящее время макроскопические теории сцинтилляционных спектрометров с одним фотодетектором обладают рядом принципиальных недостатков. Для идеального сцинтилляционного детектора в работах (Breitenberger E. // Progr. in Nucl. Phys. London. Pergamon Press. 1955. V. 4. P. 56; Birks J.B. // The Theory and Practice of Scintillation Counting. Pergamon Press Ltd. London. 1967) приводится формула для среднего значения и относительной дисперсии выходного сигнала, когда число фотонов флуктуирует вблизи среднего значения $\overline{N}$ с относительной дисперсией η_N^2, и вероятность фотону образовать электрон на первом диноде фотоумножителя флуктуирует вблизи среднего значения $\overline{p}$ с относительной дисперсией η_p^2

$$\overline{Q} = \overline{N} \cdot \overline{p} \cdot \overline{M} \quad (1)$$

$$\eta_Q^2 = \frac{\sigma_Q^2}{\overline{Q}^2} = \eta_p^2 + (1+\eta_p^2)\left(\eta_N^2 - \frac{1}{\overline{N}}\right) + \frac{1+\eta_M^2}{\overline{N} \cdot \overline{p}}. \quad (2)$$

Из формулы (2) следует, что минимальное значение относительной дисперсии достигается, когда флуктуации числа световых фотонов описываются распределением Пуассона, т.е. $\eta_N^2 = \overline{N}$, и флуктуации вероятности фотону образовать электрон на первом диноде фотоумножителя отсутствуют, т.е. $\overline{p} = p$ и $\eta_p^2 = 0$. В этом случае

$$\eta_{Q\min}^2 = \frac{1+\eta_M^2}{\overline{N} \cdot p} \qquad (3)$$

Отмечу, что эта формула встречается во многих теоретических работах, и интерпретируются как внутреннее разрешение, т.е. то неустранимое минимальное предельное разрешение, которое может быть достигнуто в сцинтилляционном детекторе.

Так в работе (Bousselham A. et al. // Nucl. Instr. Meth. in Phys. Res. A. 2010. V. 620. P. 359), авторы предположили, что флуктуации числа световых фотонов не подчиняются распределению Пуассона, и ввели фактор Фано для световых фотонов, генерируемых гамма-квантами в сцинтилляторе

$$\sigma_N^2 = F_N \overline{N}. \quad (4)$$

Из своих экспериментальных данных они получили для фактора Фано для световых фотонов в сцинтилляторе LaBr3:Ce $F_N = 0.10 \pm 0.16$. Это дало им основание объявить об открытии субпуассоновской статистики фотонов в сцинтилляторах. Не останавливаясь на погрешностях их экспериментальных данных, в работе (V.V. Samedov, *X-Ray Spectrometry.* 2019, V. 48, P. 597–603) я объяснил ошибочность введения фактора Фано для световых фотонов.

В квантовой оптике существуют три возможных статистики фотонов в световом импульсе. Если $Q = 0$, т.е. $F = 1$, то статистика фотонов пуассоновская. Световой источник со стабильной интенсивностью всегда подчиняется статистике Пуассона, например, идеально когерентный свет лазера. Если $Q > 0$, т.е. $F > 1$, статистика фотонов является суперпуассоновской. Любой классический источник света, или более точно, любой источник с хаотически меняющейся во времени интенсивностью света подчиняется суперпуассоновской статистике. Если $-1 \le Q < 0$, т.е. $0 \le F < 1$, статистика фотонов является субпуассоновской, т.е. источник света является неклассическим, например, так называемый источник сжатого квантового света. Следует отметить, что создание источников неклассического света требует большой изобретательности, и находится в стадии разработки во многих лабораториях мира.

Результаты работ Bousselham A. et al. являются ярким свидетельством недостатка классической теории, и свидетельствует о неприменимости описания статистики фотонов в сцинтилляторе с помощью фактора Фано.

В последующих работах, для согласования экспериментальных результатов с предсказаниями теории, в формулу для энергетического разрешения стали включать различные слагаемые, отражающие, с точки зрения авторов, вклад тех или иных факторов в энергетическое разрешение сцинтилляционных детекторов. (Moszyński M. et al. // Nucl. Instr. Meth. in Phys. Res. A, 2016. V. 805, P. 25)

$$(\Delta E / E)^2 = \delta_{sc}^2 + \delta_{\mathrm{p}}^2 + \delta_{\mathrm{st}}^2 + \delta_{\mathrm{n}}^2, \qquad (5)$$

где δ_{sc}^2 − собственное разрешение сцинтиллятора, δ_{p}^2 − вклад, связанный со сбором света фотоумножителем или фотодиодом, δ_{st}^2 − вклад статистических процессов умножения электронов в фотоумножителе или флуктуационных процессов в фотодиоде, и δ_{n}^2 − вклад шумов электроники. Только для вклада статистических процессов умножения электронов в фотоумножителе в работе приводится формула

$$\delta_{st} = 2.35\sqrt{(1+\varepsilon)/N}, \qquad (6)$$

где N − число фотоэлектронов, ε − относительная дисперсия коэффициента умножения фотоумножителя.

(Lecoq P. et al. // Inorganic Scintillators for Detector Systems. 2006)

$$R^2 = R_{np}^2 + R_{\mathrm{inh}}^2 + R_{\mathrm{tr}}^2 + R_{\mathrm{lim}}^2, \quad (7)$$

где R_{np}^2 – вклад, связанный с нелинейностью световыхода, R_{inh}^2 – вклад, связанный с неоднородностью характеристик сцинтилляционного кристалла, R_{tr}^2 – вклад, связанный со сбором света на фотокатод фотоумножителя, R_{lim}^2 – предельное разрешение детектора, формула для которого совпадает с формулой (6).

(Knoll G.F. // Radiation Detection and Measurement. 2000)

$$(FWHM)_{overall}^2 = (FWHM)_{statistical}^2 + (FWHM)_{noise}^2 + (FWHM)_{drift}^2 + \dots, \quad (8)$$

(Grupen C., Shwartz B. // Particle detectors.)

$$\frac{\sigma_{E_{dep}}}{E_{dep}} = \sqrt{\frac{f}{N_{pe}} + \left(\frac{\sigma_e}{E_{dep}}\right)^2 + \Delta^2}, \quad (9)$$

где f - фактор избыточного шума; σ_e - вклад шумов электроники; Δ - вклад от непропорциональности световыхода сцинтиллятора. В формуле (9),

$$N_{pe} = L_{ph} E_{dep} \eta_c Q_s, \quad (10)$$

E_{dep} - энергия, поглощенная в сцинтилляторе; L_{ph} - световыход сцинтилляционного кристалла; η_c - вероятность светосбора сцинтилляционных фотонов; Q_s - квантовая эффективность фотодетектора.

Следует отметить неоднозначность разделения вкладов в энергетическое разрешение сцинтилляционных детекторов различными авторами, и отсутствие информации о связи соответствующих вкладов с характеристиками сцинтиллятора, интерфейса сцинтиллятор-фотодетектор, характеристиками фотодетектора и электронного тракта спектрометра.

Payne S.A. IEEE Trans. Nucl. Sci. 2015. V. 62. P. 372. сделана попытка учета вклада непропорционального световыхода сцинтиллятора, и попытка разделения вкладов от ионизационных потерь и от дельта-электронов. Однако авторы, в итоге, суммируют относительные флуктуации различных вкладов, что сразу перечеркивает все их усилия. Ниже будет показано, почему такой подход несправедлив.

Все недостатки в существующих работах связаны с тем, что правильная формула для энергетического разрешения не должна включать вклады, отражающие понимание происходящих в сцинтилляторе процессов тем или иным автором, а должна следовать из адекватного математического описания процессов, происходящих при регистрации первичной частицы сцинтилляционным детектором.

3. МИКРОСКОПИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ СЦИНТИЛЛЯЦИОННОГО СПЕКТРОМЕТРА С ОДНИМ ФОТОДЕТЕКТОРОМ

В работе (Samedov V.V. // EPJ Web of Conferences, 2020. V. 225. P. 01007) сформулирована математическая модель регистрации первичной частицы сцинтилляционным спектрометром с несколькими фотодетекторами. Математическая модель включает следующие последовательные этапы.

1. Этап взаимодействия регистрируемой частицы со сцинтилляционным кристаллом.
2. Этап генерации электронно-дырочных пар.
3. Этап рекомбинации электронно-дырочных пар.
4. Этап диффузии носителей (электронов, дырок и экситонов) в сцинтилляторе.
5. Этап активации люминесцентных центров.
6. Этап эмиссии светового фотона люминесцентным центром.
7. Этап светосбора светового фотона на фотокатод фотодетектора.
8. Этап преобразования светового фотона в фотоэлектрон в фотокатоде фотодетектора.
9. Этап усиления сигнала фотодетектором и электронным усилителем, с учетом шумов электроники.

Микроскопический подход заключается в детальном описании случайных процессов преобразования энергии первичной частицы в детекторе, позволяющий выразить моменты функции распределения амплитуды выходного сигнала через моменты функций распределения этапов, в частности, через совместные функции распределения вторичных частиц в элементах фазового пространства $\Delta\Gamma_{ijk} = \Delta V_i \Delta E_j \Delta\Omega_k$.

Все существующие в литературе формулы применимы только к сцинтилляционным спектрометрам с одним фотодетектором при регистрации моноэнергетического рентгеновского излучения низкой энергией E_0, поэтому, для сравнения с существующими формулами, приведем формулы

$$\left\langle Q(E_0)\right\rangle = \left\langle Y^c(E_0)\right\rangle_c \left\langle T(\vec{r}_c)\right\rangle_c \left\langle g\right\rangle, \quad (11)$$

$$\eta_Q^2 = \eta_{\mathrm{cov}}^2 + \eta_{\mathrm{pair}}^2 + \eta_{tr}^2 + \eta_{gain}^2 + \eta_{\mathrm{noise}}^2, \quad (12)$$

$$\eta_{\text{cov}}^2 = \frac{\int\limits_E\int\limits_{E'} dEdE'u(E-E_{\min})u(E'-E_{\min})\left\langle \frac{\partial Y^c(E_0,E)}{\partial E}\frac{\partial Y^c(E_0,E')}{\partial E'}\right\rangle_c \left\langle T^2(\vec{r}_c)\right\rangle_c}{\left\langle Y^c(E_0)\right\rangle_c^2 \left\langle T(\vec{r}_c)\right\rangle_c^2} - 1, \quad (13)$$

- относительная дисперсия выходного сигнала спектрометра, обусловленная ковариациями вторичных частиц в фазовом пространстве;

$$\eta_{\text{pair}}^2 = \frac{\int\limits_E dEu(E-E_{\min})\left\langle F(E)\frac{\partial Y^c(E_0,E)}{\partial E}S(E)Q\right\rangle_c \left\langle T^2(\vec{r}_c)\right\rangle_c}{\left\langle Y^c(E_0)\right\rangle_c^2 \left\langle T(\vec{r}_c)\right\rangle_c^2}, \quad (14)$$

- относительная дисперсия выходного сигнала спектрометра, обусловленная флуктуациями числа электронно-дырочных пар;

$$\eta_{tr}^2 = \frac{1}{\left\langle Y^c(E_0)\right\rangle_c \left\langle T(\vec{r}_c)\right\rangle_c} - \frac{\int\limits_E dEu(E-E_{\min})\left\langle \frac{\partial Y^c(E_0,E)}{\partial E}S(E)Q\right\rangle_c \left\langle T^2(\vec{r}_c)\right\rangle_c}{\left\langle Y^c(E_0)\right\rangle_c^2 \left\langle T(\vec{r}_c)\right\rangle_c^2}, \quad (15)$$

- относительная дисперсия выходного сигнала спектрометра, обусловленная флуктуациями процессов, происходящих в детекторе от образования электронно-дырочной пары в сцинтилляторе до образования фотоэлектрона в фотодетекторе;

$$\eta_{gain}^2 = \frac{1}{\left\langle Y^c(E_0)\right\rangle_c \left\langle T(\vec{r}_c)\right\rangle_c}\frac{\sigma_g^2}{\left\langle g\right\rangle^2}, \quad (16$$

- относительная дисперсия выходного сигнала спектрометра, обусловленная флуктуациями коэффициента усиления фотодетектора и электронного усилителя;

$$\eta_{\text{noise}}^2 = \frac{\sigma_{\text{noise}}^2}{\left\langle Q(E_0)\right\rangle^2} \qquad (17)$$

- относительная дисперсия выходного сигнала спектрометра, обусловленная шумами фотодетектора и электроники.

Во всех приведенных выше формулах,

$$\frac{\partial Y^c(E_0,E)}{\partial E} = \frac{w^c(E_0,E)}{\varepsilon_{\text{e-h}}(E)}S(E)Q, \qquad (18)$$

- дифференциальный световыход сцинтиллятора для энергии электрона E, образованного рентгеновским квантом с энергией E_0, в процессе потери им энергии в сцинтилляторе, и $w_\alpha^c(E_0,E)$ - дифференциальная плотность поглощённой энергии для определенной конфигурации c распределения поглощенной энергии в элементах фазового пространства $\Delta\Gamma_{ijk} = \Delta V_i \Delta E_j \Delta\Omega_k$; $\varepsilon_{\text{e-h}}(E)$ - средняя энергия образования электронно-дырочной пары электроном с энергией E; $S(E)$ - вероятность активации люминесцентного центра, зависящая от тормозной способности электрона с энергией E; Q - квантовая эффективность процесса люминесценции;

$$Y^c(E_0) = \int_E dEu(E - E_{\min}) \frac{\partial Y^c(E_0, E)}{\partial E} = E_0 L \,, \qquad (19)$$

- световыход сцинтиллятора для рентгеновских квантов с энергией E_0; L - удельный световыход; $\langle g \rangle$ и σ_g^2 среднее значение и дисперсия коэффициента усиления фотодетектора; $u(E - E_{\min})$ - единичная функция Хевисайда, которая учитывает порог генерации электронно-дырочных пар. Индекс c при угловых скобках обозначает усреднение по всевозможным распределениям поглощенной энергии в элементах фазового пространства.

В приведенных выше формулах

$$T(\vec{r}) = (1 + \lambda_D^2 \Delta) \int_{\Omega'} \frac{d\vec{\Omega}'}{4\pi} \int_S \int_{\Omega''} dS d\vec{\Omega}'' \tau(\vec{r}, \lambda, \vec{\Omega}', S, \vec{\Omega}'') \eta(\lambda, S, \vec{\Omega}'') \qquad (20)$$

- вероятность сцинтилляционному фотону, испущенному люминесцентным центром в точке $\vec{r}$ объема сцинтиллятора, образовать фотоэлектрон в фотодетекторе; $\tau(\vec{r}, \lambda, \vec{\Omega}', S, \vec{\Omega}'')$ - вероятность фотону с длиной волны λ, испускаемого в элементе телесного угла $d\vec{\Omega}'$ люминесцентным центром в точке сцинтиллятора $\vec{r}$, достичь элемента поверхности dS входного окна фотодетектора в направлении, принадлежащем элементу телесного угла $d\vec{\Omega}''$ относительно нормали к элементу поверхности фотокатода; $\eta(\lambda, S, \vec{\Omega}'')$ - квантовая эффективность элемента поверхности dS фотодетектора к световому фотону с длиной волны λ, пересекающему входное окно в направлении, принадлежащем элементу телесного угла $d\vec{\Omega}''$; λ_D - характерная длина диффузии носителей; Δ - оператор Лапласа.

В отличие от существующих в литературе формул, формулы микроскопической теории содержат информацию о зависимостях всех вкладов в энергетическое разрешение от характеристик сцинтиллятора, интерфейса сцинтиллятор-фотодетектор, характеристик фотодетектора и электронного тракта спектрометра.

В формуле для относительной дисперсии отсутствует слагаемое, содержащее фактор Фано для световых фотонов. Это связано с тем, что флуктуации процесса испускания световых фотонов различными люминесцентными центрами в сцинтилляторе являются независимыми. Процесс испускания светового фотона люминесцентным центром описывается биномиальным распределением. В относительную дисперсию выходного сигнала спектрометра, входит фактор Фано, определяющий флуктуации числа электронно-дырочных пар, который имеет значение порядка 0.1, что и соответствует результату, полученному в работах Bousselham A. et al.

Главный вывод микроскопической теории заключается в невозможности разделения вкладов от ионизационных потерь, от дельта-электронов и от непропорциональности световыхода сцинтиллятора, поскольку все они учитываются в одном вкладе в относительную дисперсию выходного сигнала спектрометра, обусловленном ковариациями вторичных частиц в фазовом пространстве (13).

4. СОБСТВЕННОЕ РАЗРЕШЕНИЕ СЦИНТИЛЛЯЦИОННОГО ДЕТЕКТОРА

Собственное разрешение детектора, есть тот неустранимый предел энергетического разрешения, который достигается, когда все параметры детектора достигают своих предельных значений и их флуктуации отсутствуют. Для идеального сцинтилляционного детектора флуктуации коэффициента усиления фотодетектора и электронного усилителя, а также их шумы, отсутствуют, т.е. $\sigma_g^2 = 0$ и $\sigma_{\text{noise}}^2 = 0$; каждая электронно-дырочная пара генерирует сцинтилляционный фотон, т.е. $S(E)Q = 1$; сцинтилляционный кристалл абсолютно прозрачен и квантовый выход фотокатода равен единице, т.е. $T(\vec{r}) = 1$. В этом случае собственное разрешение сцинтилляционного детектора будет содержать только два слагаемых

$$\eta_{\text{int}}^2 = \eta_Y^2 + \eta_{\text{pair}}^2 . \qquad (21)$$

$$\eta_Y^2 = \frac{\int\limits_E \int\limits_{E'} dE dE' u(E - E_{\min}) u(E' - E_{\min}) \left\langle \frac{\partial Y^c(E_0, E)}{\partial E} \frac{\partial Y^c(E_0, E')}{\partial E'} \right\rangle_c}{\left\langle Y^c(E_0) \right\rangle_c^2} - 1, \qquad (22)$$

- относительная дисперсия выходного сигнала детектора, обусловленная ковариациями дифференциального световыхода сцинтиллятора. Именно это слагаемое связанно с непропорциональностью световыхода, т.е. с зависимостью дифференциального световыхода от энергии электрона в процессе потерь им энергии в сцинтилляторе.

Второе слагаемое в формуле (21) представляет собой относительную дисперсию выходного сигнала детектора, обусловленную флуктуациями числа электронно-дырочных пар

$$\eta_{\text{pair}}^2 = \frac{\int\limits_E dE u(E - E_{\min}) \left\langle F(E) \frac{\partial Y^c(E_0, E)}{\partial E} \right\rangle_c}{\left\langle Y^c(E_0) \right\rangle_c^2} . \quad (23)$$

Если дифференциальный световыход сцинтиллятора, средняя энергия образования электронно-дырочной пары и фактор Фано не зависят от энергии электрона, то формула (22) будет соответствовать относительной дисперсии выходного сигнала детектора, обусловленной ковариациями поглощенной энергии в сцинтилляторе

$$\eta_Y^2 = \eta_W^2 = \frac{\left\langle \int\limits_E \int\limits_{E'} dEdE' u(E - E_{\min}) u(E' - E_{\min}) w^c(E_0, E) \cdot w^c(E_0, E') \right\rangle_c}{\left\langle W^c(E_0, E_{\min}) \right\rangle_c^2} - 1, \quad (24)$$

где

$$\left\langle W^c(E_0, E_{\min}) \right\rangle_c = \left\langle \int\limits_E dE u(E - E_{\min}) w^c(E_0, E) \right\rangle_c \qquad (25)$$

- средняя энергия, поглощенная в сцинтилляторе при регистрации рентгеновского излучения с энергией E_0, пошедшая на образование электронно-дырочных пар, а формула (23) примет вид

$$\eta_{\text{pair}}^2 = \frac{F \varepsilon_{\text{e-h}}}{\left\langle W^c(E_0, E_{\min}) \right\rangle_c}. \quad (26)$$

Таким образом, если отсутствует непропорциональность световыхода, то собственное энергетическое разрешение сцинтилляционного детектор определяется только порогом образования электронно-дырочных пар.

Теперь мы можем доказать непротиворечивость микроскопической теории сцинтилляционных спектрометров предельному случаю. Для этого, мы должны сделать переход к случаю, когда вся энергия рентгеновского кванта с энергией E_0 полностью идет на образование выходного сигнала, т.е. $E_{\min} = 0$, и $\varepsilon_{\text{e-h}} = 0$. В этом случае,

$$W^c(E_0, 0) = \int\limits_0^{E_0} dE w^c(E_0, E) = E_0, \qquad (27)$$

$$\left\langle \int\limits_0^{E_0} dE w^c(E_0, E) \int\limits_0^{E_0} dE' w^c(E_0, E') \right\rangle_c = \left\langle E_0^2 \right\rangle_c = E_0^2, \qquad (28)$$

и $\eta_Y^2 = \eta_W^2 = 0$, т.е. вклад первого слагаемого в формуле (25) исчезает. Так как вклад второго слагаемого в формуле (25) также исчезает, то это доказывает справедливость микроскопической теории сцинтилляционных спектрометров предельному случаю, что для идеального сцинтилляционного спектрометра распределение амплитуды выходного сигнала от моноэнергетического излучения описывается дельта-функцией.

Возвращаясь к работам (Payne S.A. IEEE Trans. Nucl. Sci. 2015. V. 62. P. 372), в которых авторы разделяют вклады от ионизационных потерь и от дельта-электронов и суммируют их относительные флуктуации. Показать, что такой подход несправедлив, можно простым примером. Если полная энергия, поглощенная сцинтиллятором, равна энергии регистрируемой частицы, то

$$E_0 = \sum_{\alpha ijk} W^c_{\alpha ijk}\,, \quad (29)$$

где $W^c_{\alpha ijk}$ - энергия, поглощенная в элементе объема ΔV_i, при появлении в нем определённой комбинации c вторичных частиц $N^c_{\alpha ijk}$ типа α, принадлежащих элементу фазового пространства $\Delta\Gamma_{ijk} = \Delta V_i \Delta E_j \Delta\Omega_k$. Усредняя по всем возможным комбинациям вторичных частиц в элементах фазового пространства, получим

$$E_0 = \langle E_0 \rangle_c = \sum_{\alpha ijk} \langle W^c_{\alpha ijk} \rangle_c\,, \qquad (30)$$

$$E_0^2 = \langle E_0^2 \rangle_c = \sum_{\alpha ijk} \sum_{\alpha' i' j' k'} \langle W^c_{\alpha ijk} W^c_{\alpha' i' j' k'} \rangle_c\,. \quad (31)$$

В результате дисперсия поглощенной энергии

$$\begin{aligned}\sigma^2_{E_0} = \langle E_0^2 \rangle_c - \langle E_0 \rangle_c^2 = \sum_{\alpha ijk} \sum_{\alpha' i' j' k'} \left(\langle W^c_{\alpha ijk} W^c_{\alpha' i' j' k'} \rangle_c - \langle W^c_{\alpha ijk} \rangle_c \langle W^c_{\alpha' i' j' k'} \rangle_c \right) = \\ \sum_{\alpha ijk} \sigma^2_{W_{\alpha ijk}} + \sum_{\alpha ijk} \sum_{\alpha' i' j' k' \neq \alpha ijk} \left(\langle W^c_{\alpha ijk} W^c_{\alpha' i' j' k'} \rangle_c - \langle W^c_{\alpha ijk} \rangle_c \langle W^c_{\alpha' i' j' k'} \rangle_c \right) = 0\end{aligned}\,. \qquad (32)$$

Последняя формула ярко демонстрирует важность ковариаций между вторичными частицами в различных элементах фазового пространства. Суммирование дисперсий всегда дает положительный результат. Только учет ковариаций между вторичными частицами в различных элементах фазового пространства дает правильный результат. Поэтому, любая подгонка свободных параметров модели в работах (Payne S.A. IEEE Trans. Nucl. Sci. 2015. V. 62. P. 372), с экспериментальными данными сомнительна.

5. ЗАЧЕМ НУЖНА СТАНДАРТНАЯ ТЕОРИЯ СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫХ СПЕКТРОМЕТРОВ?

В настоящее время физика сцинтилляторов представляет собой широкую область теоретических и экспериментальных исследований в физике и химии сцинтилляторов, в области технологий создания новых кристаллов и их использования в физических экспериментах, астрофизике, медицине и промышленности. Однако все экспериментальные исследования особенностей и преимуществ нового сцинтиллятора заключаются в его использовании в качестве кристалла сцинтилляционного спектрометра. Во всех опубликованных работах, чтобы объяснить расхождение получаемых экспериментальные результаты с предельным разрешением, понимаемым различными авторами по-разному, они включают в формулу для энергетического разрешения сцинтилляционного спектрометра различные слагаемые. Однако, включение "руками" таких вкладов в энергетическое разрешение сцинтилляционного спектрометра не только неправильно, но и контрпродуктивно, поскольку не дает возможности сравнивать полученные различными научными группами данные.

В данной работе показано, что правильный подход состоит в создании теоретической модели сцинтилляционного спектрометра, которая включает все возможные процессы, и перевод ее в соответствующую математическую форму, с помощью формализма производящих функций вероятностей. Только в этом случае, формулы для любых моментов функции распределения выходного сигнала сцинтилляционного спектрометра будут строго следовать из теории. Эти формулы, в соответствии с теоретической моделью, будут содержать всю информацию о зависимостях всех вкладов в энергетическое разрешение сцинтилляционного спектрометра и содержат все характеристики процессов. Следует подчеркнуть, что менять теорию можно только на стадии теоретической модели, поскольку затем все необходимые формулы следуют из теории автоматически. Только после получения выражений для моментов функции распределения выходного сигнала, можно делать необходимые приближения, учитывающие специфику эксперимента.

Цель стандартной теория сцинтилляционных спектрометров направлена на обеспечение единства получения характеристик процессов, происходящих в сцинтилляционных спектрометрах из экспериментальных данных, и на способах достижения требуемой точности. Следует подчеркнуть, что теория сцинтилляционных спектрометров не заменяет ни физику и оптику сцинтилляторов, ни физику фотодетекторов и методы ядерной электроники. Стандартная теория сцинтилляционных спектрометров и общие формулы, полученные в ней, должны показывать теоретикам в физике сцинтилляторов, какие вероятности они должны вычислять, в соответствии с их моделями, и какие требования необходимо предъявлять к проведению экспериментальных исследований для сравнения их расчетов с экспериментальными данными. Стандартная теория сцинтилляционных спектрометров и общие формулы, полученные в ней, должны указывать экспериментаторам, при выполнении каких условий в их экспериментах, они могут сравнивать свои результаты с теорией и с результатами экспериментов других экспериментальных групп. Таким образом, главная цель стандартной теории сцинтилляционных спектрометров состоит не в том, чтобы заменить обширные исследования в областях, связанных с физикой сцинтилляторов, а в создании твердой базы для связи теоретических и экспериментальных исследований в этой области. Именно с моим пониманием отсутствия этой связи и вызвано появление данной работы.

СПАСИБО ЗА ВНИМАНИЕ!