

ТЕХНИКА ЯДЕРНОГО
ЭКСПЕРИМЕНТА

УДК 53.083.94

ЦИФРОВОЙ МЕТОД РАЗДЕЛЕНИЯ НЕЙТРОНОВ И ГАММА-
КВАНТОВ, РЕГИСТРИРУЕМЫХ ПРОПОРЦИОНАЛЬНЫМ
СЧЕТЧИКОМ

©2025 г. В. А. Хрячков^{а,*}, В. В. Кетлеров^а, Т. А. Хромылева^а

^аФизико-энергетический институт им. А.И.Лейпунского

Россия, 249033, Обнинск, Калужской обл., пл. Бондаренко, 1

*e-mail: hva@ippe.ru

Поступила в редакцию 15.07.2025 г.

После доработки 13.08.2025 г.

Принята к публикации 15.09.2025 г.

Описан опыт использования цифровой обработки сигналов для пропорционального счетчика. Анализ формы импульсов, возникающих при регистрации нейтронов и гамма-квантов, позволил выявить некоторые особенности их формирования и использовать их для идентификации событий, вызванных частицами разной природы. Кроме этого, анализ формы импульса позволил проводить отбор событий по месту их возникновения в счетчике и за счет этого понизить фон, обусловленный стеночным эффектом, и улучшить энергетическое разрешение счетчика.

1. ВВЕДЕНИЕ

Цилиндрические пропорциональные счетчики, в рабочий газ которых добавлен ^{10}B или ^3He , получили широкое распространение как детекторы быстрых и тепловых нейтронов [1–4]. Наряду с такими неоспоримыми достоинствами, как простота в работе и хорошее энергетическое разрешение, цилиндрические пропорциональные счетчики обладают рядом недостатков. В первую очередь, это большое (до нескольких микросекунд) время собирания заряда, что ограничивает максимальную скорость счета детектора и приводит к наложениям сигналов, а также сложная функция отклика детектора. Действительно, в амплитудных спектрах, кроме пика, соответствующего полному поглощению всех продуктов реакции, вызванной нейтронами, всегда присутствует низкоэнергетический хвост, обусловленный стеночным эффектом, рассеянными легкими ядрами (^{10}B , ^3He), изменением величины газового усиления из-за неравномерности толщины центральной нити, рекомбинацией образовавшихся зарядов и искажениями поля на краях счетчика.

Снимаемые с пропорционального счетчика импульсы можно разложить на две компоненты: 1) импульс, наведенный электронами при движении их от места образования к нити; 2) импульс, наведенный при движении положительных ионов, возникших в результате процесса умножения заряда вблизи нити. Амплитуду сигнала, возникающего на нити при движении внутри счетчика заряда q , начавшего двигаться с расстояния r' от нити, можно записать следующим образом [5]:

$$V^- = \frac{-q}{2\pi\epsilon l} \ln \left(\frac{a+r'}{a} \right), \quad (1)$$

где l – длина счетчика, ϵ – диэлектрическая проницаемость газа, a – радиус центральной нити. Как следует из формулы (1), амплитуда сигнала, наведенного электронами, явно зависит от места их рождения в счетчике. Для положительных ионов, появляющихся после газового умножения, ситуация иная. Подавляющая их часть возникает в области, близкой к центральной нити, и амплитуда выходного сигнала однозначно связана с числом электронов, возникших при торможении частицы в газе.

Поведение во времени той части сигнала, которая обусловлена движением положительных ионов, определяется следующим выражением:

$$V(t) = \frac{q}{4\pi\epsilon l} \ln \left(1 + \frac{t}{t_0} \right), \quad (2)$$

где $t_0 = \pi\epsilon/(\mu C V_0)$, μ — подвижность положительных ионов, C – емкость детектора на единицу длины, V_0 – напряжение на счетчике.

В работах [6, 7] использовались пропорциональные счетчики, наполненные ^3He , и оцифровщики формы импульсов. Целью этих работ было нахождение способа разделения сигналов, вызванных нейтронами, и сигналов, обусловленных гамма-квантами. Авторы обосновали возможность использования параметра “время нарастания анодного сигнала” для разделения сигналов от частиц разного типа, однако оцифрованная форма сигнала предоставляет экспериментатору богатые возможности по использованию множества иных параметров для решения задачи разделения частиц по типу. Поиску таких новых решений посвящена данная статья.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

В настоящей работе использовался пропорциональный счетчик типа СНМ-41 со следующими параметрами: диаметр центральной нити – 0.1 мм, внешний диаметр – 31 мм, длина – 265 мм. Счетчик заполнен смесью ^3He (3.2 атм) и Кг (6 атм). На счетчик подавалось напряжение 2.5 кВ. Блок-схема установки показана на рис. 1. Сигнал с анода усиливался

зарядочувствительным предусилителем (Canberra 2001A), быстрым усилителем (Canberra 2111) и подавался на вход оцифровщика формы импульса (LeCroy 2262, частота оцифровки 80 МГц, разрядность 10 битов, выполнен в стандарте КАМАК). Сигнал с временного выхода предусилителя усиливался, формировался дискриминатором со следящим порогом (ORTEC 473A), задерживался на 2–3 мкс и подавался на вход *Stop* оцифровщика. В результате для каждого регистрируемого события оцифровщик генерирует массив из 512 чисел, представляющий собой набор последовательных значений величины регистрируемого сигнала. Оцифрованные сигналы передаются в оперативную память управляющего компьютера и порциями по 200 сигналов сохраняются в двоичном виде на жестком диске управляющего компьютера, а затем по локальной компьютерной сети файлы, содержащие сигналы, передаются на другие компьютеры, на которых проводится их окончательная обработка.

Рис. 1. Блок-схема установки для работы с пропорциональным счетчиком

В ходе эксперимента детектор последовательно облучался гамма-квантами (^{60}Co из стандартного набора ОСГИ), быстрыми нейтронами (PuBe-источник, $1.2 \cdot 10^6$ нейтронов/с) и тепловыми нейтронами (PuBe-источник в полиэтиленовой бочке).

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

В результате проведенных экспериментов были накоплены два набора данных – один для гамма-квантов ^{60}Co , другой для PuBe-источника. Такой набор данных позволяет увидеть особенности формирования сигналов от гамма-квантов и нейтронов.

На рис. 2 показаны типичные сигналы от тепловых нейтронов (а, б) и гамма-квантов (в, г). Как было отмечено ранее, сигнал состоит из двух компонент – электронной и ионной. Время попадания частицы в детектор (T_0) соответствует моменту, когда начинается движение электронов. Проблема заключается в том, что число первичных электронов много меньше, чем число вторичных ионов, и вследствие этого сигнал от первичных электронов мал. Для дальнейшего анализа оцифрованных анодных сигналов необходимо определить амплитуду сигнала (A_c), момент попадания частицы в детектор (T_0) и время начала умножения сигнала (T_3).

Рис. 2. а – Типичный сигнал от теплового нейтрона с анода пропорционального счетчика, **б** – тот же сигнал после численного интегрирования

Амплитуда сигнала определялась как максимальное значение сглаженного по 10 точкам сигнала. Как видно на рис. 2а, в, сигнал монотонно растет на всем наблюдаемом интервале времени. Это объясняется низкой скоростью дрейфа положительных ионов в

слабеющем по мере удаления от центральной нити электрическом поле. В данных условиях максимальное значение сигнала обнаруживается, как правило, в конце наблюдаемого интервала времени.

Время начала умножения зарядов (зажигания) (T_3) определялось из анализа анодного сигнала. Для этого в цифровом сигнале проводился поиск точки цифрового сигнала, в которой анодный сигнал превысил значение $A/10$. Через найденную точку и предшествующую ей точку проводилась прямая линия. Используя аналитическое выражение полученной линейной зависимости, мы вычисляли точное значение времени, при котором анализируемый сигнал пересекает пороговый уровень.

Для определения момента попадания частицы в детектор был разработан специальный метод, основанный на численном интегрировании исходного цифрового сигнала. Данная процедура в цифровой обработке сигналов называется бегущей суммой. Каждое значение сигнала в новом сигнале равно сумме всех значений исходного сигнала слева от рассматриваемой точки. Сигналы, вычисленные таким образом, показаны на рис. 2б, г. В полученном сигнале случайный шум на интервале времени до момента регистрации частицы дает нулевой сигнал, поскольку положительные шумовые выбросы сигнала компенсируются отрицательными. С момента появления электронов в счетчике в суммарном сигнале наблюдается систематический тренд, уводящий его выше нулевой линии (наблюдается на рис. 2б). При этом становится возможным определить на временной оси точку попадания частицы в счетчик (T_0) и время начала дрейфа электронов к центральной нити счетчика.

Обращает на себя внимание тот факт, что сигналы от нейтронов, как правило, имеют ярко выраженную составляющую, связанную с дрейфом первоначальных электронов к аноду. Практически для всех гамма-квантов вклад этой компоненты мал, и начало сигнала совпадает с временем возникновения умножения зарядов на аноде. Данное предположение находит свое подтверждение на рис. 3, 4. На рис. 3 показан двумерный спектр, полученный при облучении пропорционального счетчика гамма-квантами от изотопного источника ^{60}Co . Как видно на рисунке, все наблюдаемые события локализуются вблизи значения ΔT , равного нулю (ΔT – разница во времени между попаданием частицы в счетчик и началом умножения зарядов). Равенство параметра ΔT нулю означает тот факт, что начало умножения заряда происходит практически сразу после появления энергичного электрона в чувствительном объеме счетчика. Это, в свою очередь, означает, что часть свободных электронов появляется вблизи нити сразу после торможения электрона в газе счетчика.

Рис. 3. Двумерный спектр, полученный при облучении детектора гамма-квантами ^{60}Co .

На рис. 4 показан двумерный спектр, полученный при облучении пропорционального счетчика тепловыми нейтронами и гамма-квантами, излучаемыми PuBe -источником, помещенным в полиэтиленовый контейнер с толщиной стенок 5 см. В этом случае в спектре можно выделить две группы событий. Первая группа аналогична той, что возникала при облучении счетчика гамма-квантами, и которая локализуется в левом нижнем углу спектра. Вторая группа событий располагается в области больших значений амплитуды, и она значительно растянута вдоль оси ΔT . Эта группа сигналов соответствует событиям взаимодействия тепловых нейтронов с ^3He , входящим в состав рабочего газа счетчика. Продукты реакции (протон и тритон) при своем торможении в рабочем газе счетчика создают свободные электроны на случайном удалении от центральной нити счетчика. В этих условиях параметр ΔT может быть распределен в достаточно широких пределах. Минимальные значения параметра ΔT соответствуют событиям, в которых электроны возникли непосредственно у центральной нити счетчика, а максимальные значения – событиям, для которых ближайшие к нити электроны располагаются практически у стенки счетчика. Небольшое количество событий, наблюдаемых слева от пика тепловых нейтронов и обладающих большими значениями параметра ΔT , обусловлены стеночным эффектом, когда протон или тритон достигают стенки счетчика, и при этом в газовом объеме теряется только часть энергии продуктов реакции.

Рис. 4. Двумерный спектр, полученный при облучении детектора тепловыми нейтронами.

Наблюдаемое в данной работе явление можно объяснить тем, что при прохождении через рабочий газ быстрого электрона (при регистрации гамма-кванта) высока вероятность появления вторичных быстрых электронов, способных самостоятельно производить ионизацию. В силу этого после прохождения электрона через чувствительный объем камеры не остается четко локализованного в пространстве трека. Конечное распределение ионов напоминает скорее размытое облако, и вероятность получить ионизацию в непосредственной близости от анода (центральной нити) велика. При регистрации нейтронов продукты реакции значительно более массивные (протоны и тритоны), и они не способны производить вторичные электроны столь высокой энергии, из-за чего трек более локализован, и вероятность немедленного начала умножения ниже, чем в случае гамма-квантов [8]. Данное наблюдение позволяет организовать простую и достаточно эффективную схему разделения сигналов от нейтронов и гамма-квантов. Для этого достаточно контролировать параметр ΔT

и отбирать только те события, для которых он больше заданного значения, обозначенного горизонтальной штриховой линией на рис. 3, 4. Действительно, на рис. 3 практически все события, обусловленные гамма-квантами, находятся ниже этой линии. На рис. 4 для гамма-квантов ситуация аналогичная, а для нейтронных событий только их часть (около 20%) оказывается ниже обозначенной линии. Остальные события находятся выше указанной линии в области, практически свободной от событий, обусловленных гамма-квантами. Таким образом, отбор событий по параметру ΔT позволяет практически полностью подавить события от гамма-квантов, снизив чувствительность счетчика к нейтронам всего на 20%. Такой подход может оказаться полезным в экспериментах по поиску редких нейтронных событий на фоне интенсивного гамма-излучения.

При работе с цифровыми сигналами имеется возможность получить информацию о форме изучаемых сигналов и использовать ее для повышения точности и надежности проводимых измерений. Применение численного дифференцирования сигнала, поступающего с зарядочувствительного предусилителя, позволяет восстановить форму токового сигнала, поступающего от детектора. Амплитуда токового сигнала соответствует моменту времени, когда максимальное количество электронов достигает области умножения зарядов в пропорциональном счетчике. Таким образом, эта величина пусть косвенно, но зависит от плотности ионизации в треке. На рис. 5 показан двумерный спектр, полученный при облучении счетчика тепловыми нейтронами. На этом рисунке хорошо видно, что часть спектра в области малых амплитуд не является единой по своей природе. Часть событий принадлежит гамма-квантам, а другая генетически связана с пиком от тепловых нейтронов. Нейтронные события в области малых амплитуд анодного сигнала скорее всего формируются за счет краевых (стеночных) эффектов. Штриховой линией на рис. 5 показана граница между областями локализации нейтронных и гамма-событий.

Рис. 5. Двумерный, полученный при облучении детектора тепловыми нейтронами.

Что касается пика тепловых нейтронов, то несложно заметить, что существует явная корреляция между значениями амплитуды анодного тока и амплитуды зарядового анодного сигнала: значение амплитуды зарядового сигнала снижается с уменьшением значения амплитуды токового сигнала. Наличие такой зависимости приводит к тому, что в интегральном амплитудном спектре ширина линии поглощения тепловых нейтронов будет увеличена за счет этого эффекта. Природу наблюдаемой зависимости можно понять, если принять во внимание тот факт, что форма анодного сигнала может варьироваться в широких пределах в зависимости от ориентации трека заряженных частиц, возникших при захвате теплового нейтрона относительно центральной нити. Вследствие этого возникает эффект

зависимости амплитуды анодного зарядового сигнала от максимального значения анодного тока, по своей природе напоминающий баллистический дефект (зависимость амплитуды импульса на выходе спектрометрического усилителя от времени нарастания входного импульса [9]).

Последовательно анализируя положение пика тепловых нейтронов для разных значений амплитуды токового сигнала, можно установить эмпирическую зависимость, связывающую между собой эти две величины. В дальнейшем эта зависимость может быть использована для внесения поправки в амплитуду зарядового сигнала, зависящей от наблюдаемого значения амплитуды токового сигнала. Такая коррекция амплитуды зарядового сигнала может заметно улучшить энергетическое разрешение пропорционального счетчика. Такое улучшение формы линии регистрации тепловых нейтронов позволяет точнее выделять данные события из фона, оно может быть полезно в различных установках, где пропорциональные счетчики используются для регистрации нейтронов.

Как было показано ранее, совместный анализ амплитуд зарядового и токового сигналов позволяет разделить события, обусловленные нейтронами и гамма-квантами, и улучшить энергетическое разрешение пропорционального счетчика. На рис. 6 приведены два амплитудных спектра, снятых со счетчика при облучении его тепловыми нейтронами: первый спектр, показанный на рисунке сплошной линией, получен методом цифровой фильтрации без анализа формы импульса (то же, что при аналоговой обработке), второй спектр, обозначенный точками, получен после удаления части событий, связанных с гамма-квантами, и после внесения в амплитуды анодных зарядовых импульсов поправки, зависящей от амплитуды токового сигнала. На рис. 6 видно, что даже рядом с тепловым пиком присутствует фон, сравнимый с эффектом от нейтронов. В области малых энергий вклад нейтронов составляет всего 10%. Несмотря на это, предлагаемый метод позволяет выделить нейтроны из большого количества фоновых событий. Очевидно, что после обработки функция отклика приняла более простой вид. Анализ пика полного поглощения продуктов взаимодействия тепловых нейтронов с ^3He показывает, что энергетическое разрешение улучшилось с 5.2% до 4%.

Рис. 6. Начальный спектр сигналов, снимаемых с пропорционального счетчика, облучаемого тепловыми нейтронами...

4. ВЫВОДЫ

Разработана методика цифровой обработки сигналов, поступающих от пропорционального счетчика, отличающаяся от той, что изложена в работах [6, 7]. Показано,

что формы сигналов, возникающих в счетчике при регистрации гамма-квантов и нейтронов, существенно различаются. Показано, что анализ формы сигналов позволяет разделять события, порожденные нейтронами и гамма-квантами. Путем анализа формы цифровых сигналов и внесения соответствующих поправок можно улучшить энергетическое разрешение счетчика. Полученная информация может быть полезна при разработке аналоговых и цифровых методов регистрации нейтронов с использованием пропорциональных счетчиков.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Piksaikin V.M., Kazakov L.E., Isaev S.E. et al.* // Prog. Nucl. Energy. 2002. V.8. №.1-4. P. 203. [http://dx.doi.org/10.1016/S0149-1970\(02\)00012-4](http://dx.doi.org/10.1016/S0149-1970(02)00012-4)
2. *Busch I., Greupner H., Keyser U.* // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A. 2002. V. 481. P. 330. [http://dx.doi.org/10.1016/S0168-9002\(01\)01360-2](http://dx.doi.org/10.1016/S0168-9002(01)01360-2)
3. *Simoes P.C.P.S., Covita D.S., Veloso J., Dos Santos J.M.F., Morgado R.E.* // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A. 2003. V. 505. P. 247. [http://dx.doi.org/10.1016/S0168-9002\(03\)01062-3](http://dx.doi.org/10.1016/S0168-9002(03)01062-3)
4. *Kiko J.* // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A. 2002. V. 482. P.434. [http://dx.doi.org/10.1016/S0168-9002\(01\)01505-4](http://dx.doi.org/10.1016/S0168-9002(01)01505-4)
5. *Leo W.R.* Techniques for nuclear and particle physics experiments. Germany, Berlin Heidelberg: Springer-Verlag 1987. <https://doi.org/10.1007/978-3-642-57920-2>
6. *Langford T.J., Bass C.D., Beise E.J., Breuer H., Erwin D.K., Heimbach C.R., Nico J.S.* // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A. 2013. V. 717. P. 51. <http://dx.doi.org/10.1016/j.nima.2013.03.062>
7. *Joonbum Choi, Junesic Park, Jaebum Son, Yong Kyun Kim.* // Nucl. Eng. Technol. 2019. V. 51.P. 263. <https://doi.org/10.1016/j.net.2018.08.013>
8. *Семенова Н.Н., Максютенко Б.П.* Спектрометр He^3 с высоким разрешением. Препринт ФЭИ –555, 1975.
9. *Glenn F. Knoll.* Radiation detection and measurement. New York: John Wiley&Sons, Inc. 2000. pp.182, 628, 644 [http://dx.doi.org/10.1016/S0969-806X\(00\)00323-6](http://dx.doi.org/10.1016/S0969-806X(00)00323-6) .

ПОДПИСИ К РИСУНКАМ

- Рис. 1.** Блок-схема установки для работы с пропорциональным счетчиком: БУ – быстрый усилитель, ПУ – предусилитель, CFD – дискриминатор со следящим порогом
- Рис. 2.** **а** – Типичный сигнал от теплового нейтрона с анода пропорционального счетчика, **б** – тот же сигнал после численного интегрирования ($S(t)$), **в** – типичный сигнал от гамма-кванта с анода пропорционального счетчика, **г** – тот же сигнал после численного интегрирования.
- Рис. 3.** Двумерный спектр, полученный при облучении детектора гамма-квантами ^{60}Co . Горизонтальная штриховая линия – уровень параметра ΔT , являющийся граничным для гамма-квантов, ΔT – разница во времени между попаданием частицы в счетчик и началом умножения зарядов.
- Рис. 4.** Двумерный спектр, полученный при облучении детектора тепловыми нейтронами. Горизонтальная штриховая линия – уровень параметра ΔT , являющийся граничным для гамма-квантов, ΔT – разница во времени между попаданием частицы в счетчик и началом умножения зарядов.
- Рис. 5.** Двумерный спектр, полученный при облучении детектора тепловыми нейтронами. Штриховая линия разделяет области гамма-квантов и нейтронов, I_{max} – амплитуда анодного тока
- Рис. 6.** Начальный спектр сигналов, снимаемых с пропорционального счетчика, облучаемого тепловыми нейтронами (линия), и тот же спектр после удаления фона и введения поправок в амплитуду (точки).

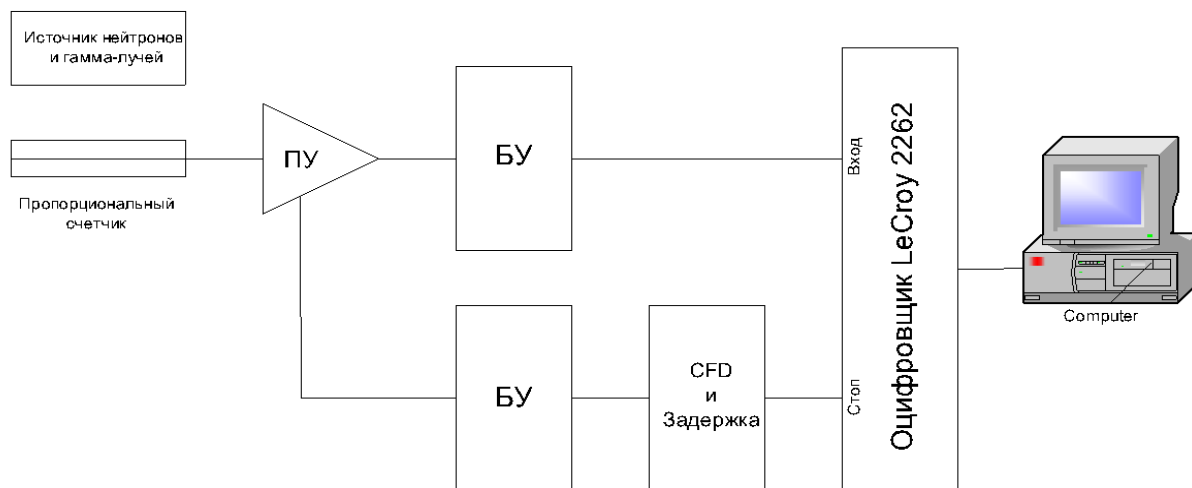


Рис. 1.

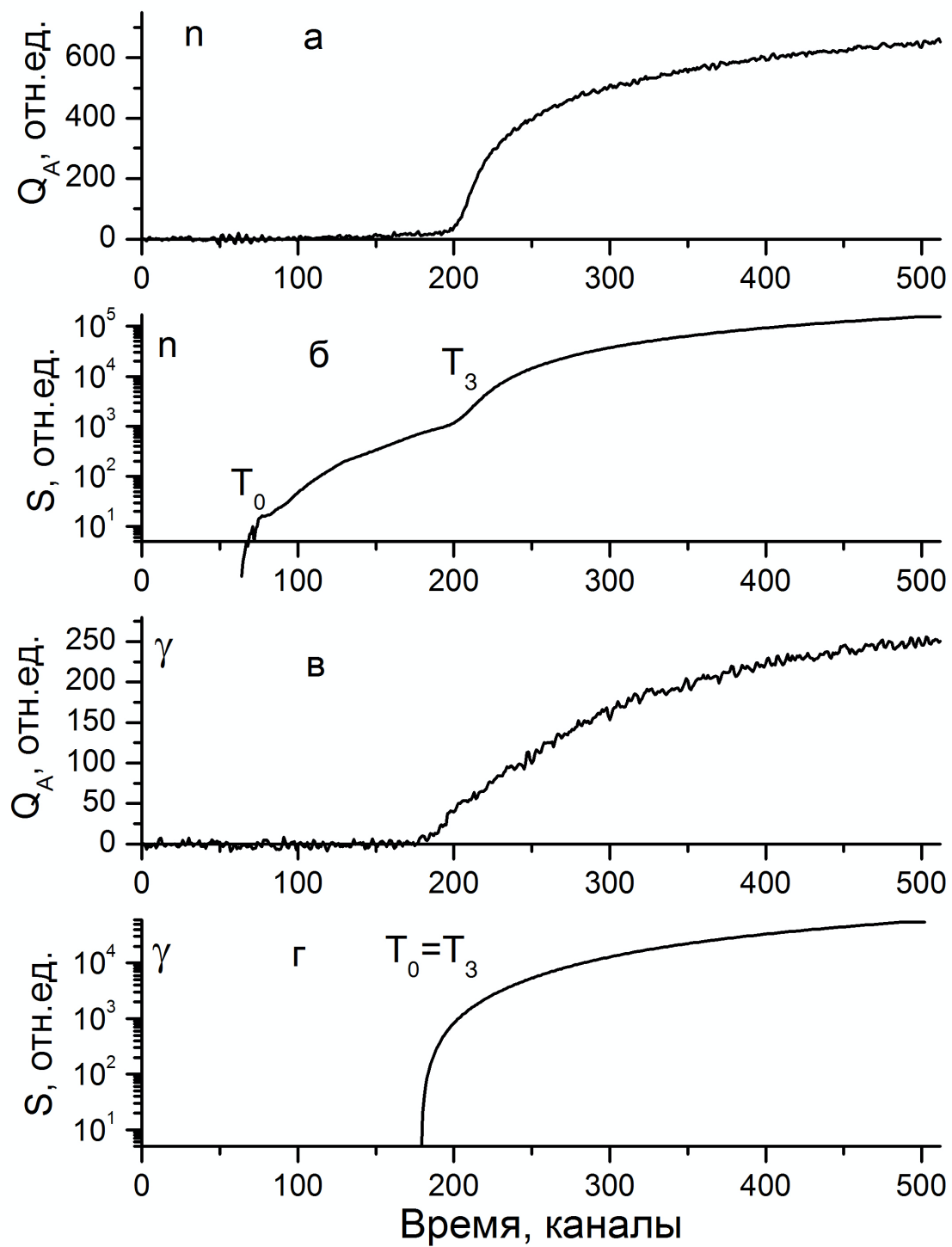


Рис. 2.

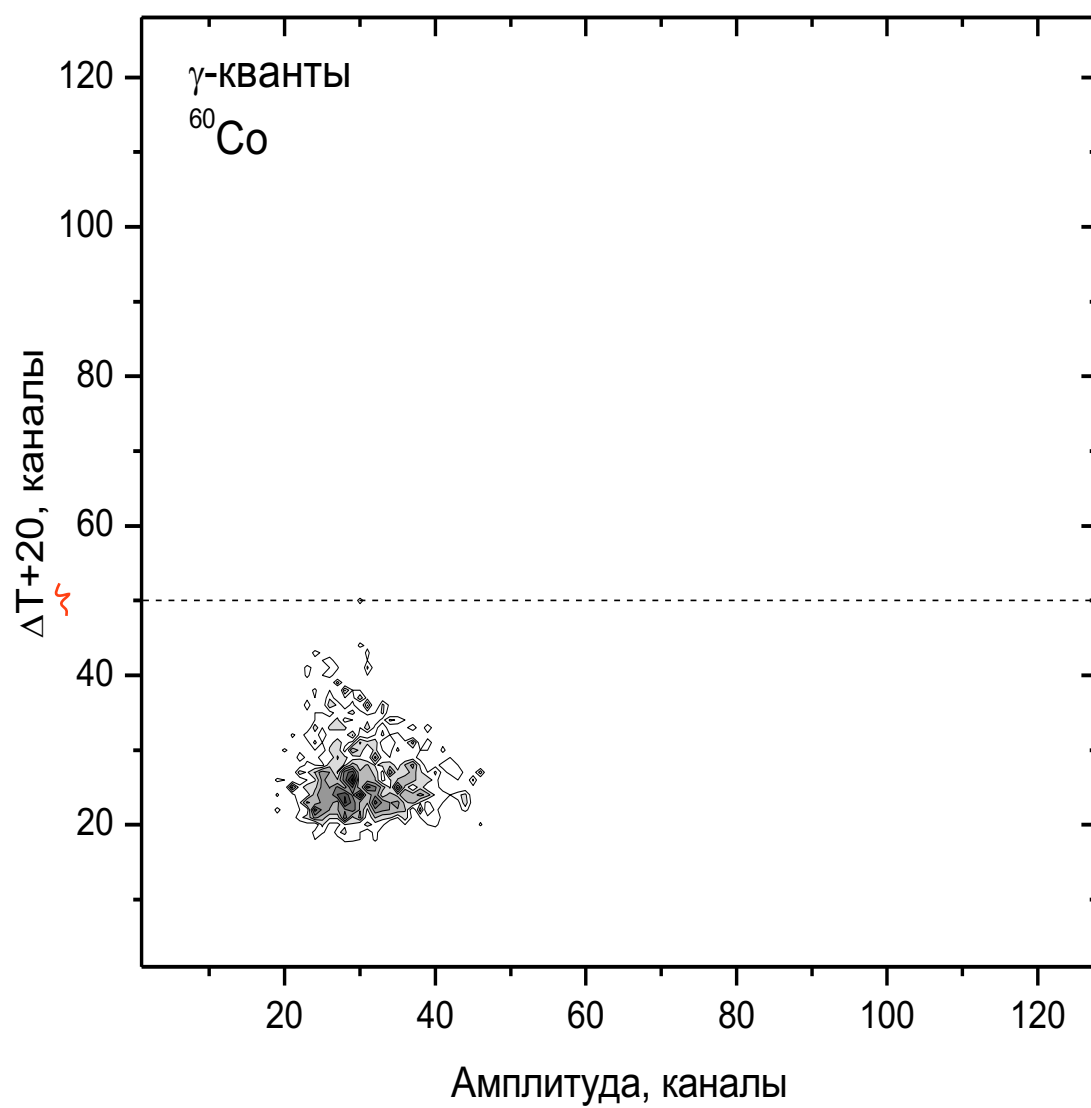


Рис. 3.

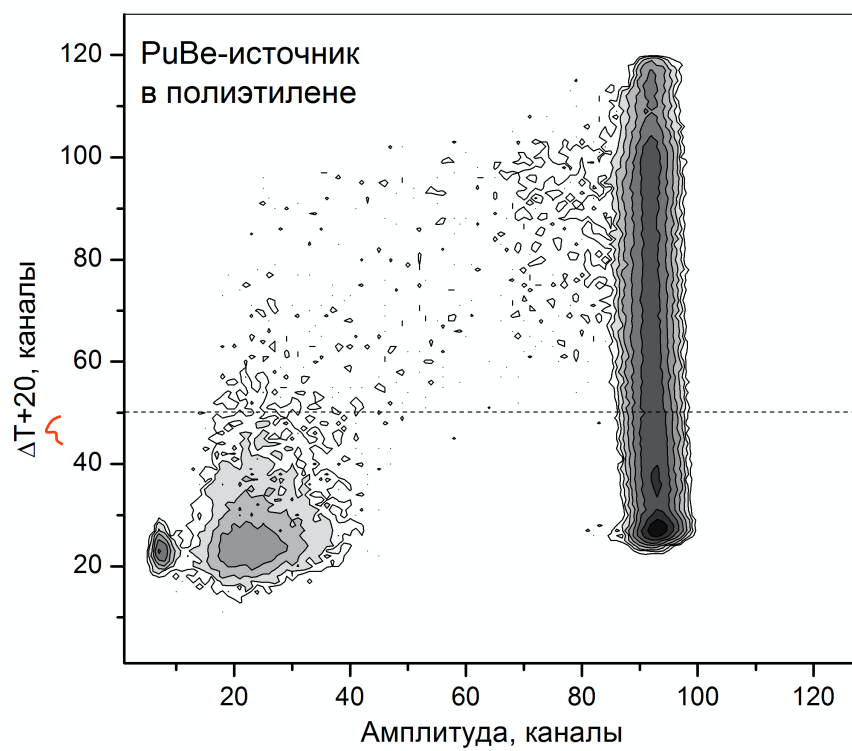


Рис. 4.

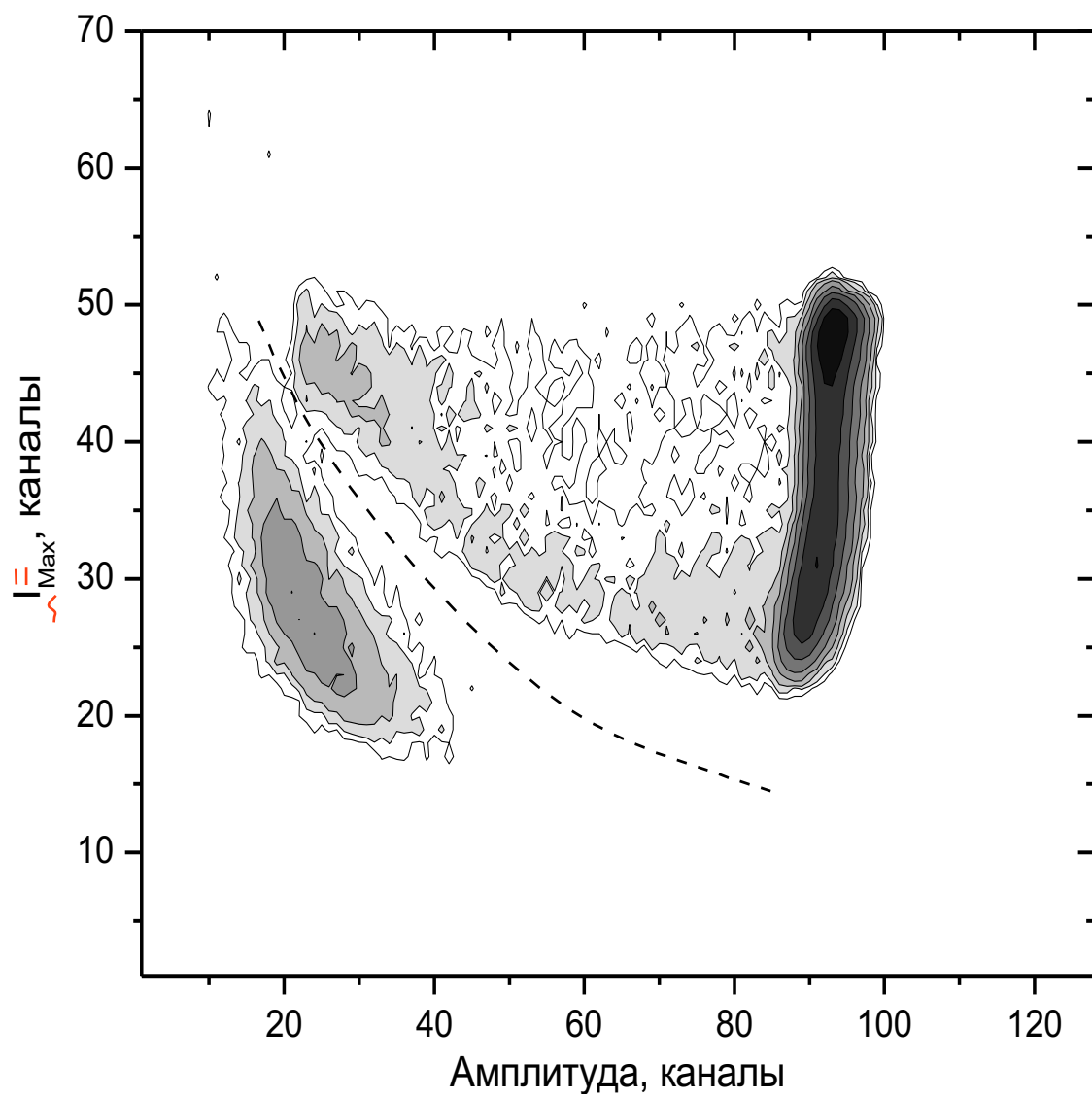


Рис. 5.

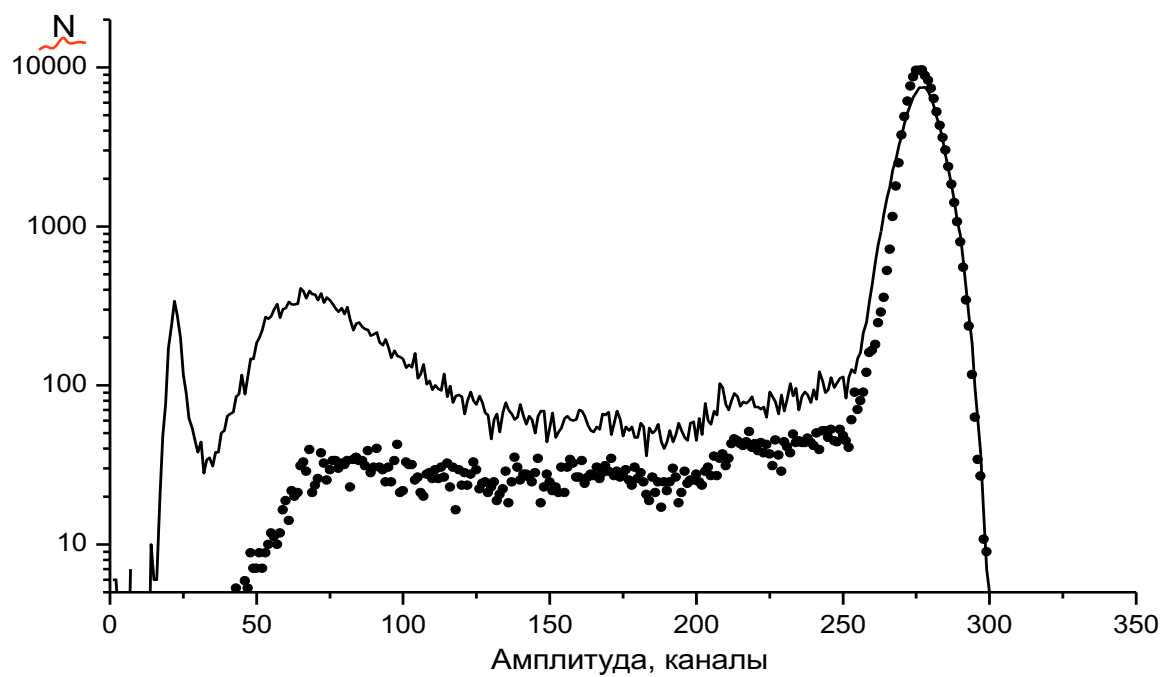


Рис. 6.