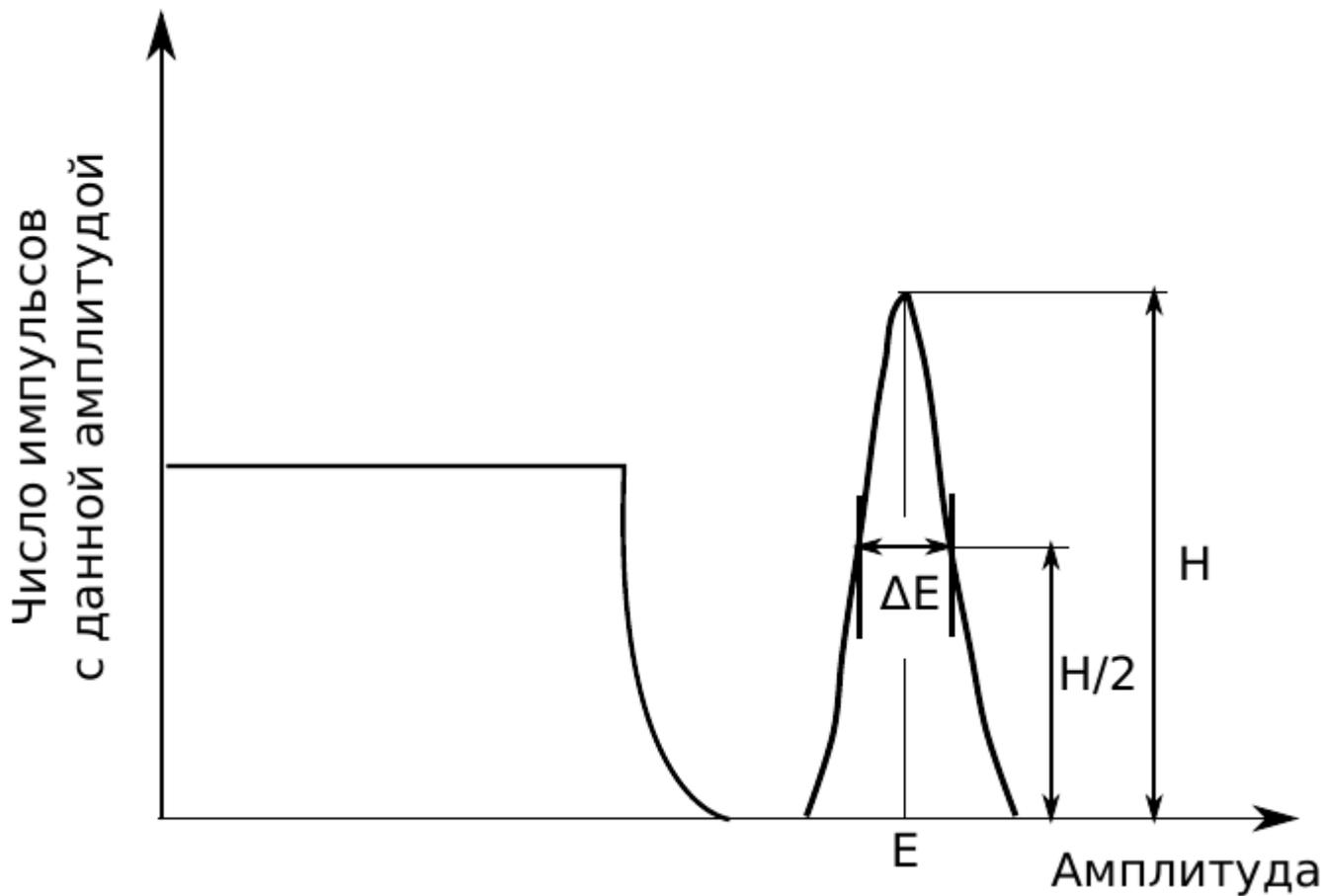


3. Энергетическое разрешение сцинтиллятора

Основной задачей гамма-спектрометрии является разделение гамма-квантов по энергиям. Поэтому в получившемся амплитудном спектре импульсов важен такой параметр, как ширина пика полного поглощения. В случае идеального детектора и сцинтиллятора пик полного поглощения описывается δ -функцией. Однако в реальности он имеет некоторую конечную ширину. Энергетическое разрешение определяется величиной ширины пика полного поглощения на полувысоте в амплитудно-импульсном спектре (ΔE) конкретного сцинтиллятора (рис. 5.5), отнесенной к положению максимума пика E . Соответственно, чем меньше по величине энергетическое разрешение, тем выше разрешающая способность сцинтиллятора.

3. Энергетическое разрешение сцинтиллятора



3. Энергетическое разрешение сцинтиллятора. Распределение Пуассона

Распределение Пуассона — вероятностное распределение дискретного типа, моделирует случайную величину, представляющую собой число событий, произошедших за фиксированное время, при условии, что данные события происходят с некоторой фиксированной средней интенсивностью и независимо друг от друга.

$$P(x) = \frac{(\bar{x})^x e^{-\bar{x}}}{x!} \quad \sigma^2 = \bar{x} \quad \sigma^2 = \sum_{x=0}^N (x - \bar{x})^2 P(x)$$

$$\sum_{x=0}^N P(x) = 1$$

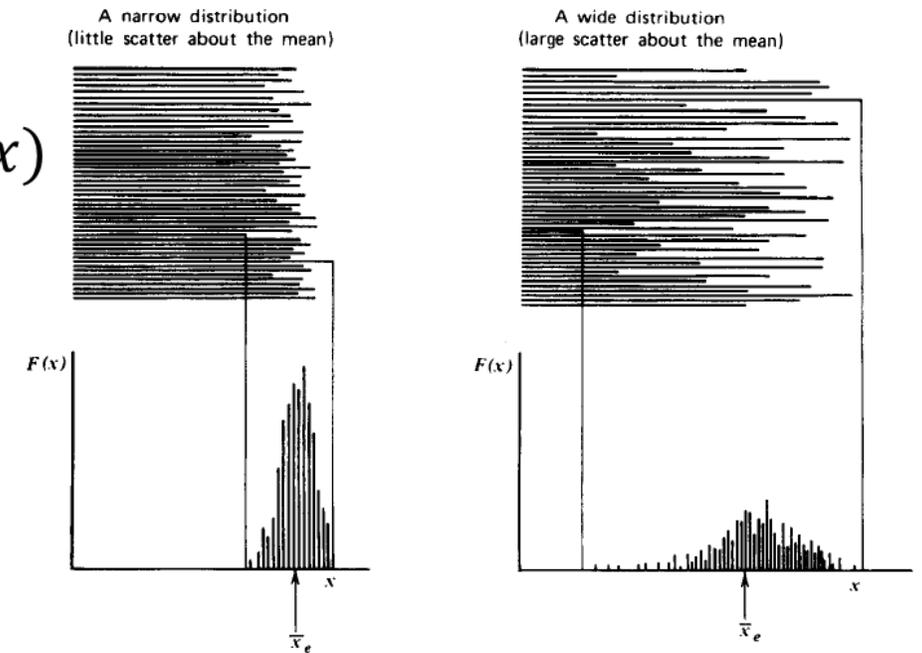
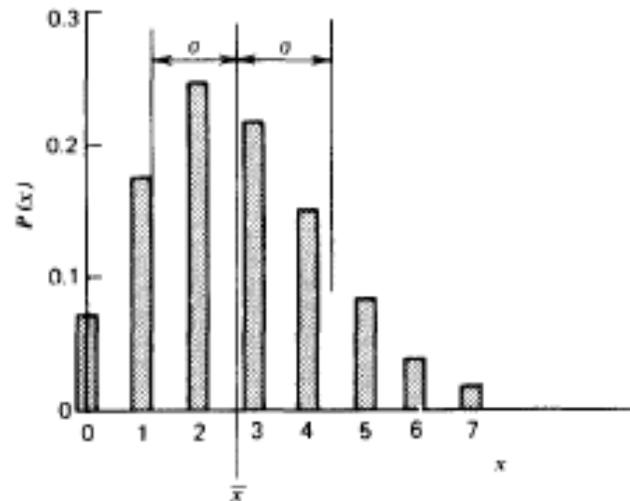


Figure 3.2 Distribution functions for two sets of data with differing amounts of internal fluctuation.

3. Энергетическое разрешение сцинтиллятора. Распределение Пуассона

Ширина на полувысоте FWHM:

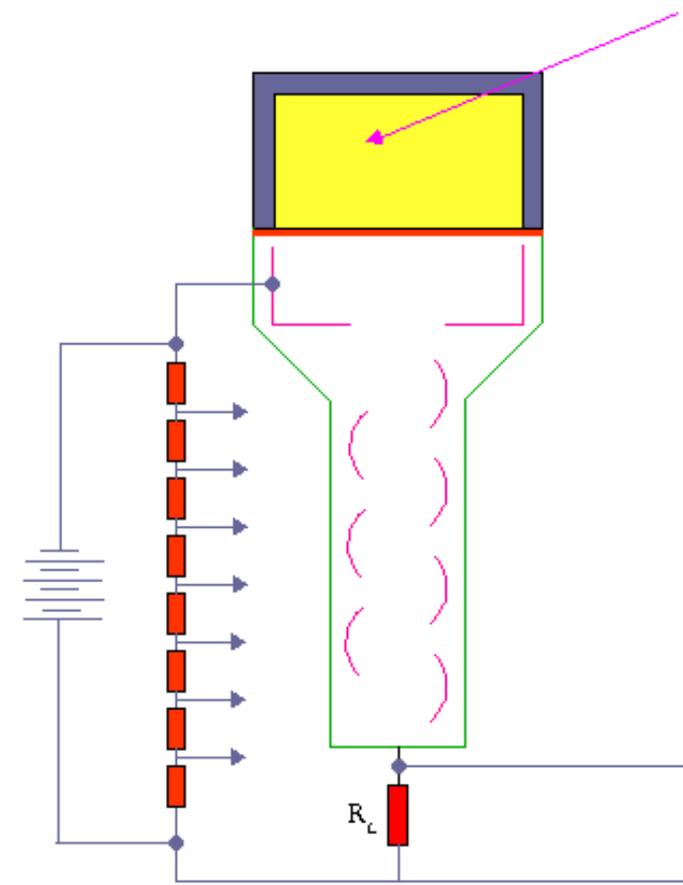
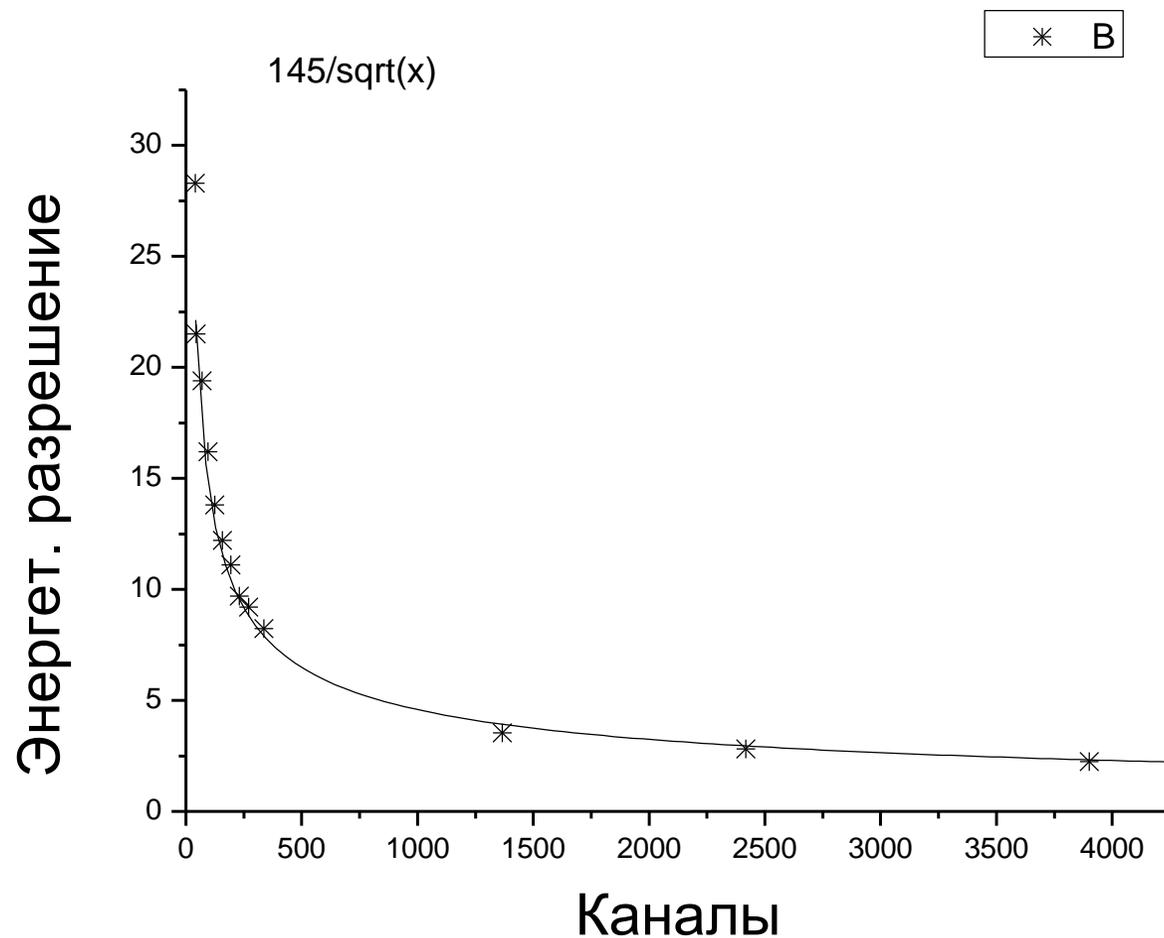
$$FWHM = 2\sqrt{2 \ln 2} \sigma \approx 2.355 \sigma.$$

$$\sigma^2 = \bar{x}$$

$$R = \frac{\Delta E}{E} = \frac{FWHM}{E} = \frac{2\sqrt{2 \ln 2} \sigma}{E} = \frac{2\sqrt{2 \ln 2} \sqrt{E}}{E} = \frac{2.355}{\sqrt{E}}$$

Предельное энергетическое разрешение обратно пропорционально амплитуде импульса

3. Энергетическое разрешение



3. Энергетическое разрешение

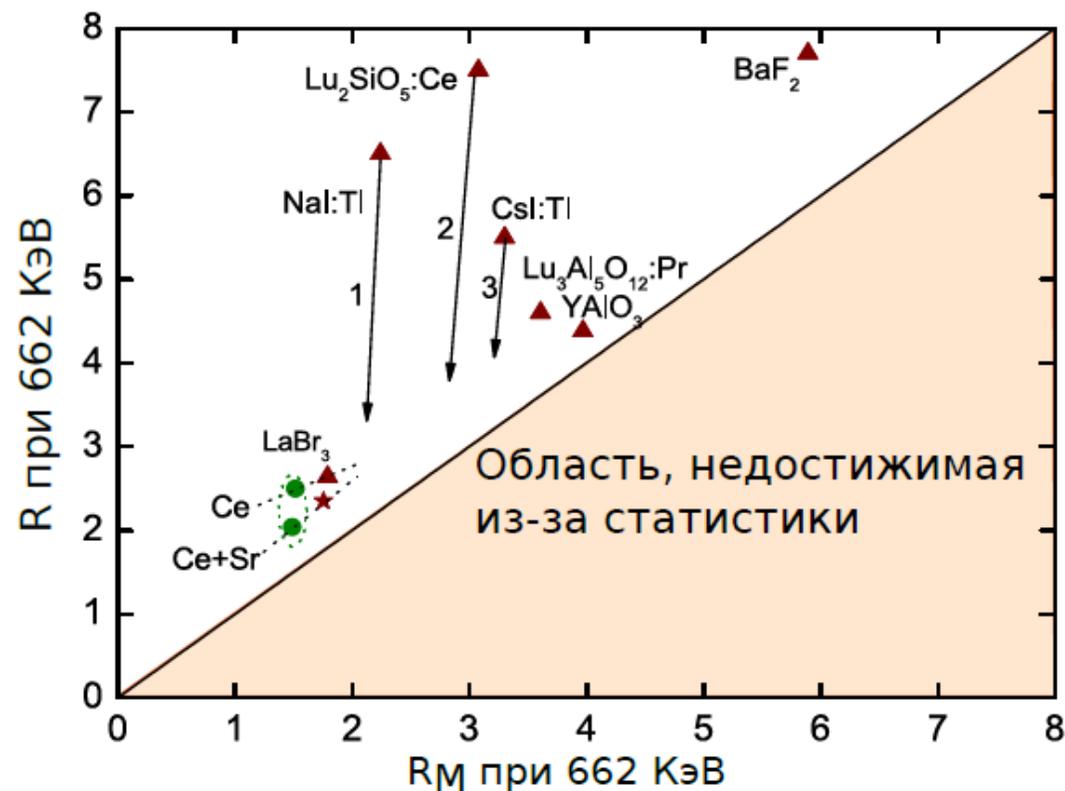


Рис. 5.6. Энергетическое разрешение широко распространенных сцинтилляторов, измеренное ФЭУ с мультищелочным фотокатодом, в зависимости от вклада статистики фотонов R_M . Два обведенных значения измерены с помощью нового ФЭУ Hamamatsu R6231-100. Стрелками показан потенциал для улучшения разрешающей способности сцинтилляторов [6]

Энергетическое разрешение полупроводникового детектора

Если поглощенная энергия превышает ширину запрещенной зоны, то возможно два случая:

1) Релаксация решетки => фононы, не создаются носители заряда

2) Ионизация => образование носителей заряда

N_i взаимодействий производит N_p фононов

и

N_i взаимодействий производит N_Q заряженных пар

Энергетическое разрешение полупроводникового детектора

Энергия поглощенного излучения:

$$E_0 = E_i N_i + E_x N_x$$

E_i энергия на образование одного фонона, E_x энергия образования электрон-дырочной пары

Флуктуация возбуждения фонона и образования электрон-дырочной пары должны быть уравновешены

$$E_x \Delta N_x + E_i \Delta N_i = 0$$

Энергетическое разрешение полупроводникового детектора

- Другими словами, если для данного события вероятность формирования заряженных пар меньше вероятности возбуждения фононов, то усреднение многих событий означает, что дисперсии энергий, потраченной на эти два процесса должны быть равны

$$E_i \sigma_i = E_x \sigma_x$$

$$\sigma_i = \frac{E_x}{E_i} \sqrt{N_x}$$

Энергетическое разрешение полупроводникового детектора

- Из выражения для полной энергии выразим N_i

$$N_x = \frac{E_0 - E_i N_i}{E_x}$$

$$\sigma_i = \frac{E_x}{E_i} \sqrt{\frac{E_0}{E_x} - \frac{E_i}{E_x} N_i}$$

Энергетическое разрешение полупроводникового детектора

- В результате каждого события ионизации N_i образуются пары заряженных частиц, дающие вклад в сигнал детектора

$$N_i = N_Q = \frac{E_0}{\varepsilon_i}$$

ε_i — средняя энергия, затрачиваемая на образование одной электрон-дырочной пары

Энергетическое разрешение полупроводникового детектора

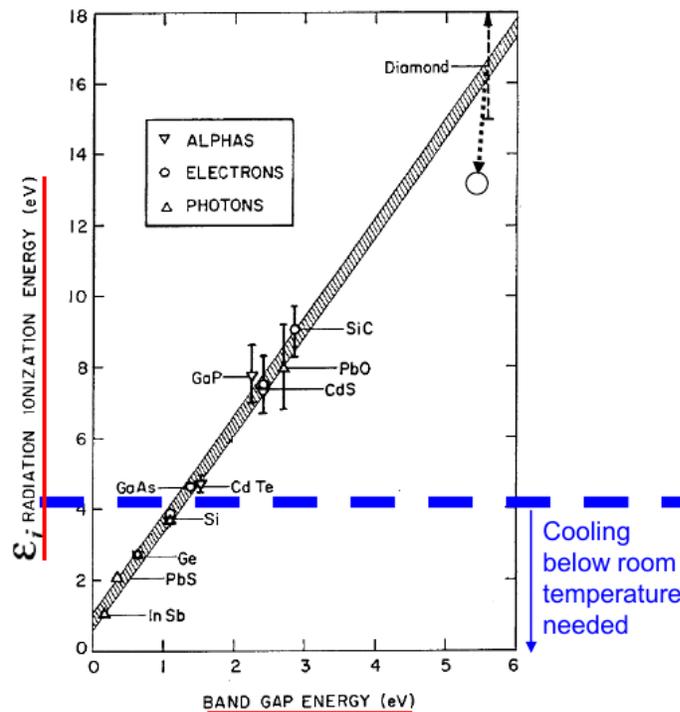
- В результате каждого события ионизации N_i образуются пары заряженных частиц, дающие вклад в сигнал детектора

$$N_i = N_Q = \frac{E_0}{\varepsilon_i}$$

ε_i — средняя энергия, затрачиваемая на образование одной электрон-дырочной пары

Энергетическое разрешение полупроводникового детектора

ϵ_i — средняя энергия, затрачиваемая на образование одной электрон-дырочной пары



Энергетическое разрешение полупроводникового детектора

$$\sigma_i = \frac{E_x}{E_i} \sqrt{\frac{E_0}{E_x} - \frac{E_i}{E_x} \frac{E_0}{\epsilon_i}}$$

$$\sigma_i = \sqrt{\frac{E_0}{\epsilon_i}} \cdot \sqrt{\frac{E_x}{E_i} \left(\frac{\epsilon_i}{E_i} - 1 \right)}$$

Энергетическое разрешение полупроводникового детектора

$$\sigma_i = \frac{E_x}{E_i} \sqrt{\frac{E_0}{E_x} - \frac{E_i}{E_x} \frac{E_0}{\epsilon_i}}$$

$$\sigma_i = \sqrt{\frac{E_0}{\epsilon_i}} \cdot \sqrt{\frac{E_x}{E_i} \left(\frac{\epsilon_i}{E_i} - 1 \right)}$$

Фактор Фано F

$$N_Q = E_0 / \epsilon_i$$

$$\sigma_Q = \sqrt{FN_Q}$$

Энергетическое разрешение полупроводникового детектора

В германии:

$$E_x = 0.037 \text{ eV}$$

$$E_i = E_g = 0.66 \text{ eV}$$

$$\varepsilon_i = 2.9 \text{ eV}$$

$$F = 0.11$$

$$\sigma_Q = \sqrt{FN_Q}$$

$$\sigma_Q \approx 0.3\sqrt{N_Q}$$

В кремнии:

$$E_x = 0.063 \text{ eV}$$

$$E_i = E_g = 1.2 \text{ eV}$$

$$\varepsilon_i = 3.6 \text{ eV}$$

$$F = 0.105$$

Энергетическое разрешение полупроводникового детектора

$$\Delta E = 2.35 \cdot \varepsilon_i \sqrt{FN_Q} = 2.35 \cdot \varepsilon_i \sqrt{F \frac{E}{w}} = 2.35 \cdot \sqrt{FE\varepsilon_i}$$

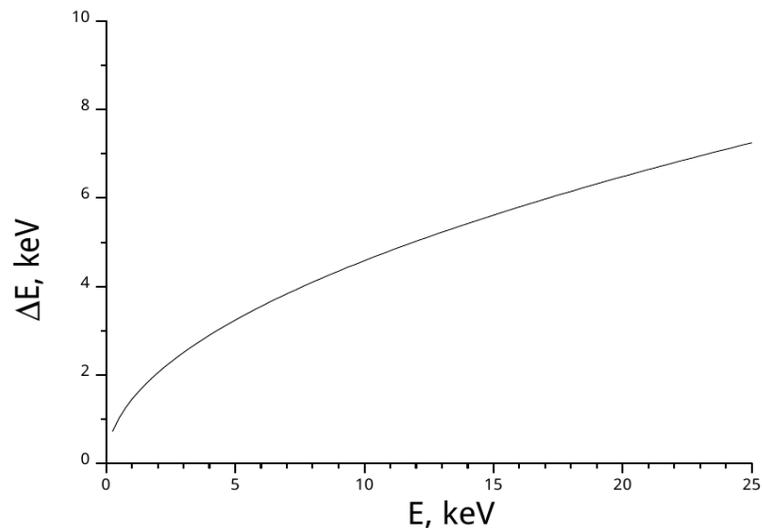
Si: $\varepsilon_i = 3.6 \text{ eV}$ $F = 0.1$

Ge: $\varepsilon_i = 2.9 \text{ eV}$ $F = 0.1$

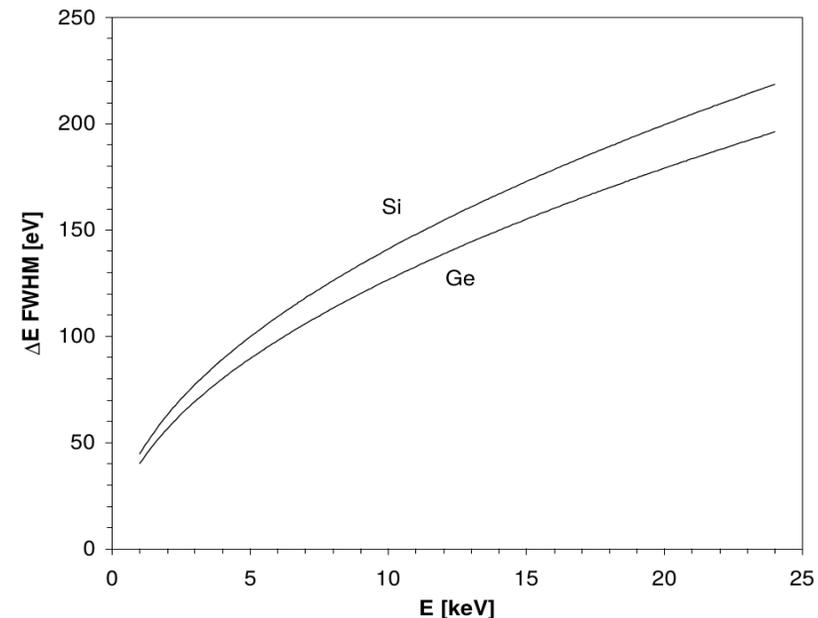
$R_{\text{Ge}}(24 \text{ keV}) = 0.8\%$

$R_{\text{scint}}(24 \text{ keV}) = 29\%$

Ideal scintillator



Intrinsic Resolution of Si and Ge Detectors



3. Энергетическое разрешение

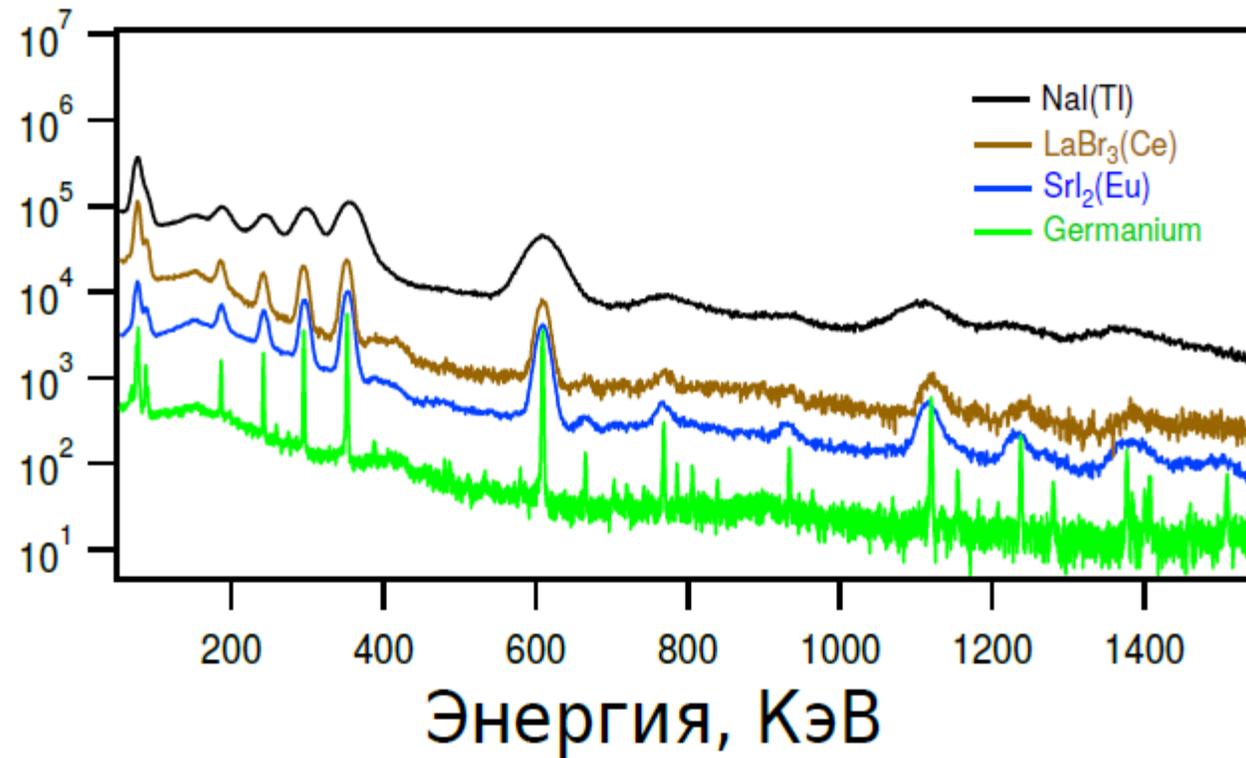
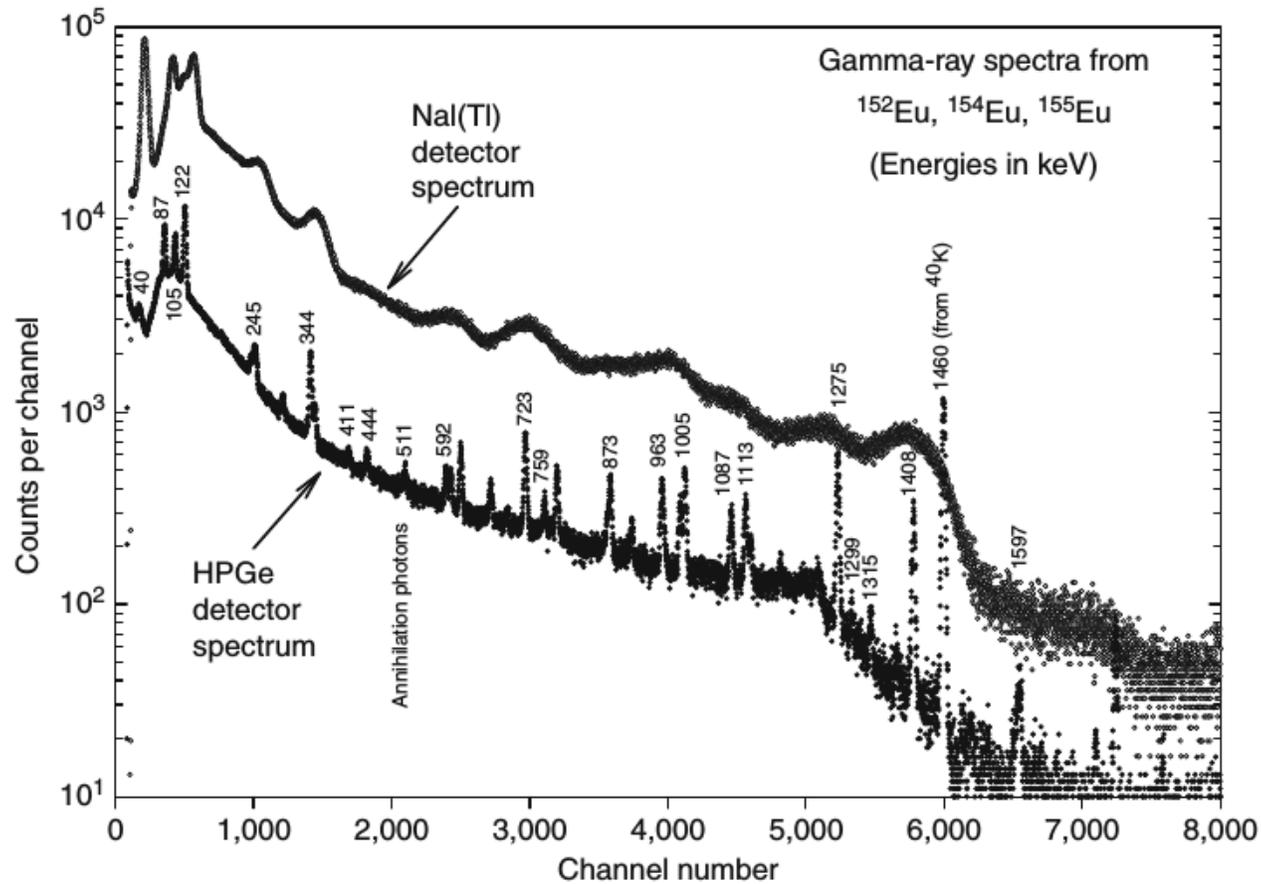


Рис. 3.8. Амплитудный спектр импульсов изотопа ^{226}Ra , измеренные различными сцинтилляторами и германиевым детектором

3. Энергетическое разрешение



■ Fig. 11

Comparison of the energy resolution between a Nal(Tl) and an HPGe detector. The gamma-ray source is a mixture of ^{152}Eu , ^{154}Eu , and ^{155}Eu (McGregor 2008)

4. Температурная зависимость светового выхода

В большинстве случаев сцинтилляционные детекторы работают при комнатной температуре, однако в некоторых случаях, таких как гамма-каротажные измерения, космические исследования, требуется работа детекторов в довольно широком интервале температур. Это влияет на требования, предъявляемые к сцинтиллятору, а именно, при изменении температуры световой выход детектора может изменяться с температурой, что приводит к нестабильности показаний. Поэтому температурная стабильность светового выхода является важным свойством сцинтилляционного детектора.

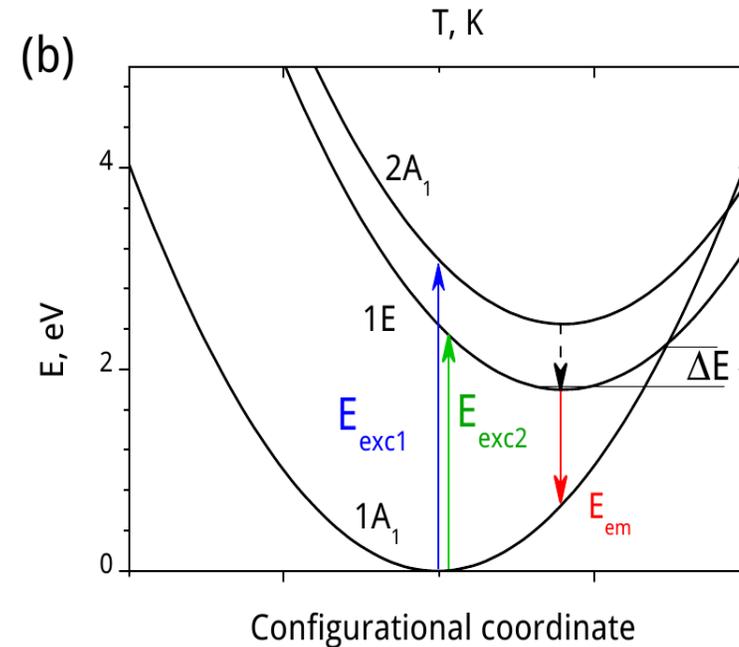
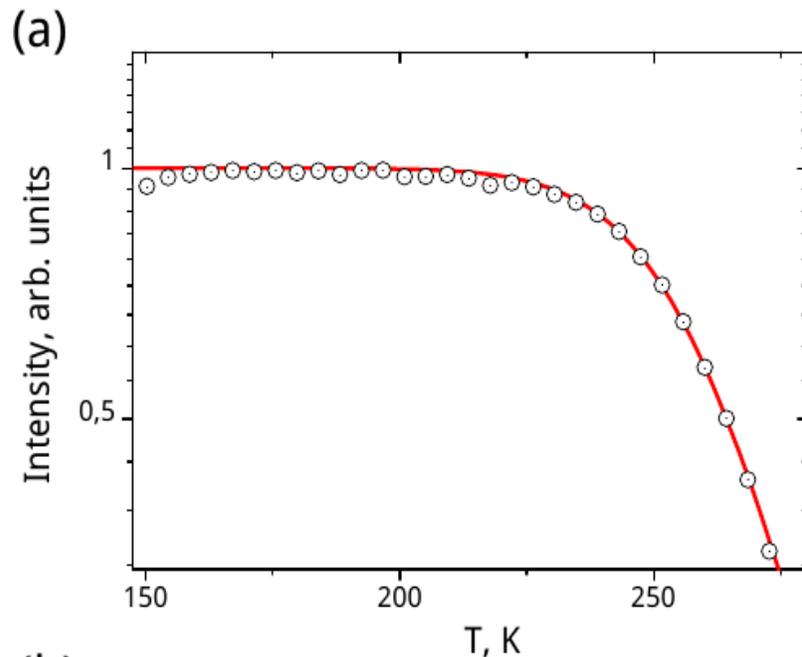
Температурная зависимость интенсивности люминесценции в случае внутрицентрового тушения

$$q(t) = \frac{1}{1 + C \exp\left(-\frac{E_q}{k_B T}\right)}.$$

4. Температурная зависимость светового выхода

Температурная зависимость интенсивности люминесценции в случае внутрицентрального тушения

$$q(T) = \frac{1}{1 + C \exp\left(-\frac{E_q}{k_B T}\right)}$$



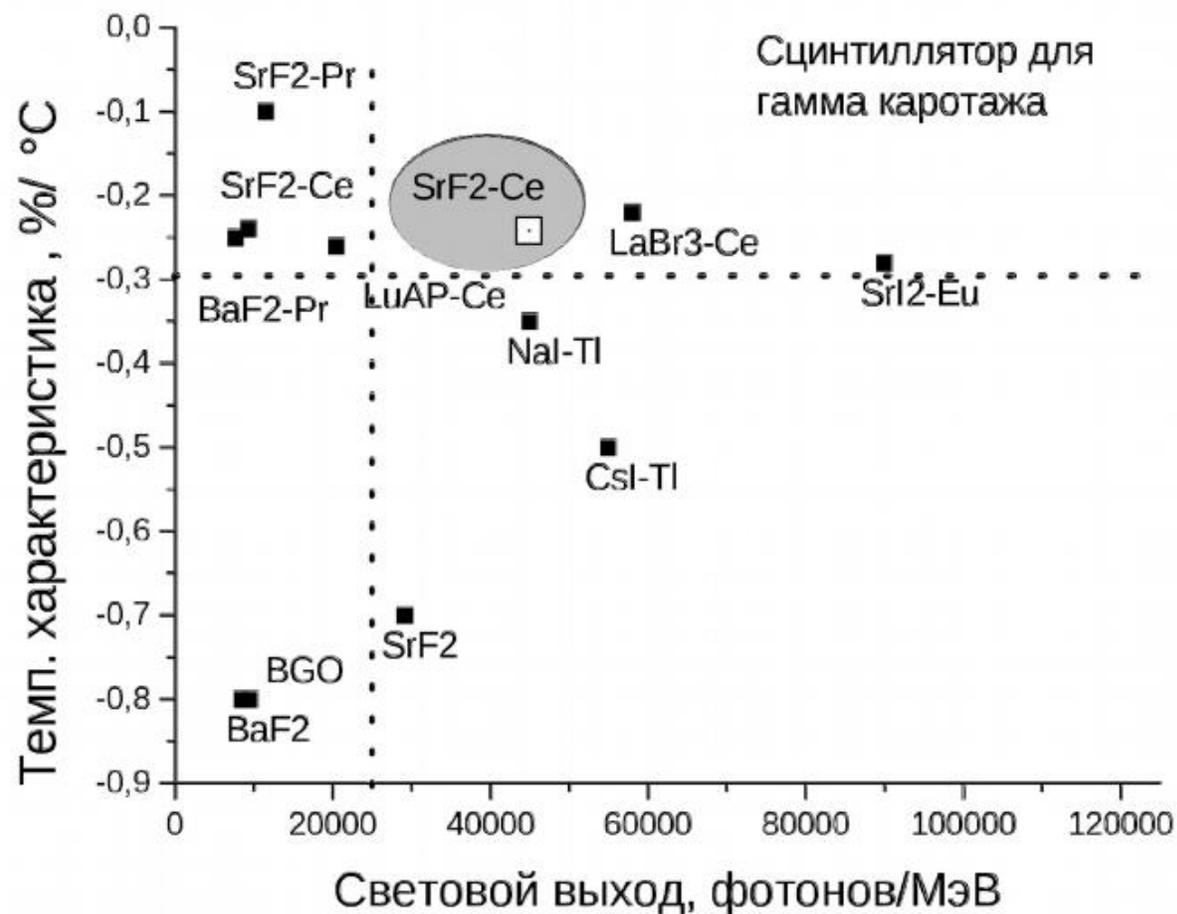
4. Температурная зависимость светового выхода

Для сцинтилляционного детектора обычно вводится понятие температурного отклика или температурного коэффициента, который вычисляется следующим образом:

$$\alpha_T = \frac{L - L_0}{L_0(T - 300)}. \quad (5.15)$$

Здесь L_0 – световой выход сцинтиллятора, измеренный при температуре 300 К, а L – световой выход при температуре T . Для NaI–Tl величина α_T варьируется от 0,3 до 0,95 %/К, для кристаллов CsI–Na – от 0,24 до 0,67 %/К. Наибольшую температурную стабильность демонстрируют детекторы, активированные ионами Pr^{3+} – в кристаллах $\text{SrF}_2\text{-Pr}^{3+}$ значение $\alpha < 0,1$ %/К. Интенсивность кросс-люминесценции также практически не зависит от температуры.

4. Температурная зависимость светового выхода



5. Радиационная стойкость кристаллов

1 Грей — единица поглощённой дозы ионизирующего излучения в Международной системе единиц (СИ). Поглощённая доза равна одному грею, если в результате поглощения ионизирующего излучения вещество получило один джоуль энергии в расчёте на один килограмм массы. Через другие единицы СИ грей выражается следующим образом:

$$1 \text{ Гр} = \text{Дж} / \text{кг} = \text{м}^2 / \text{с}^2$$

5. Радиационная стойкость кристаллов

1 Зиверт — единица измерения эффективной и эквивалентной доз ионизирующего излучения в Международной системе единиц (СИ), используется с 1979 года. 1 зиверт — это количество энергии, поглощённое килограммом биологической ткани, равное по воздействию поглощённой дозе гамма-излучения в 1 Гр.

$$1 \text{ Зв} = 1 \text{ Дж/кг} = 1 \text{ м}^2/\text{с}^2 \text{ (для излучений с коэффициентом качества, равным 1,0).}$$

5. Радиационная стойкость кристаллов

Вид излучения	Коэффициент качества
Источник	
Фотоны (γ -излучение и рентгеновские лучи), по определению	1
β -частицы	1
Мюоны	
α -частицы	10
Нейтроны (тепловые, медленные, резонансные), до 10 кэВ	3
Нейтроны от 10 кэВ до 100 кэВ	10
Нейтроны от 100 кэВ до 2 МэВ	20

5. Радиационная стойкость кристаллов

Радиационная стойкость сцинтилляционных кристаллов актуальна в связи с применением их в ядерной физике и физике высоких энергий, в частности в электромагнитных калориметрах. Сцинтилляционные элементы в калориметрах должны сохранять практически неизменным свой световой выход в течение по меньшей мере десяти лет работы калориметра, выдерживая накопленную дозу облучения до 10^4 Гр. В табл. 5.1 приведены поглощенные дозы, вызывающие ухудшение свойств известных сцинтилляторов.

5. Радиационная стойкость кристаллов

Таблица 5.1

Дозы облучения, вызывающие заметное понижение сцинтилляционного светового выхода

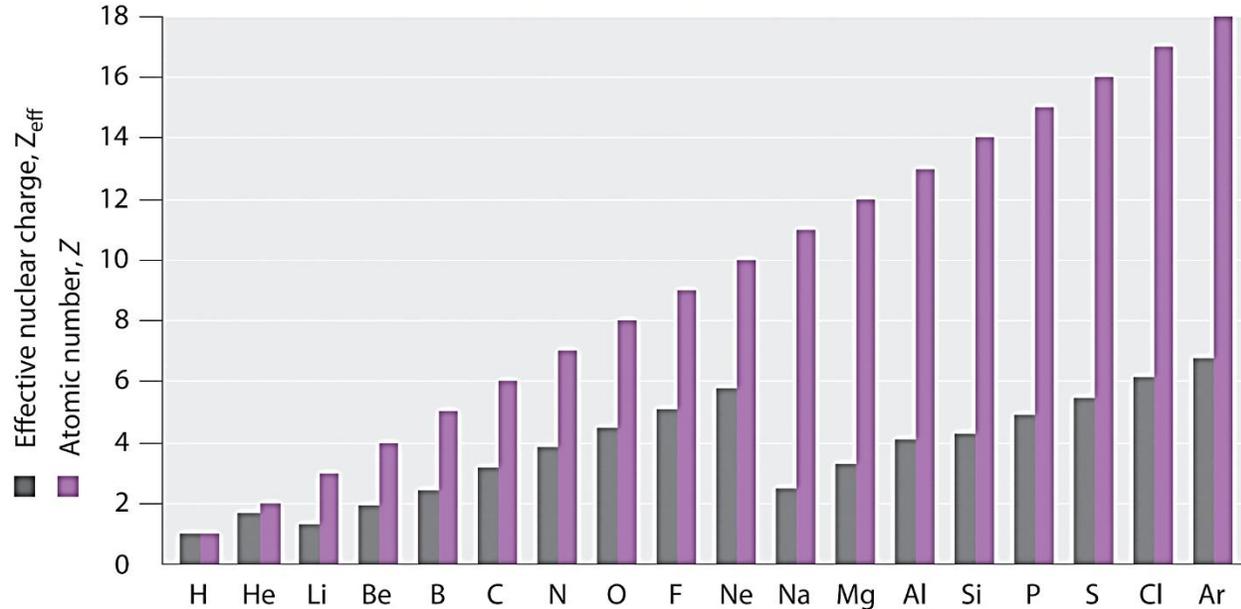
Кристалл	Доза, Гр
PbWO ₄	$> 2 \cdot 10^4$
NaI-Tl	$> 10^3$
CsI-Tl	$> 2 \cdot 10^5$
BGO	$10^3 - 10^4$
CdWO ₄	10^3
LuAG-Pr	10^5
YAG-Ce	10^{12}
BaF ₂	10^5
LaBr ₃	$1,1 \cdot 10^5$

5. Радиационная стойкость кристаллов

1. При поглощении ионизирующего излучения в кристаллах образуются центры окраски. Наличие полос поглощения, связанных с ними, приводит к уменьшению прозрачности кристаллов и, соответственно, к поглощению сцинтилляций, что снижает световой выход детектора.
2. В результате поглощения квантов высокой энергии может происходить перестройка или преобразование центров свечения, ответственных за сцинтилляции, соответственно происходит изменение в спектральном диапазоне люминесценции, может также возрастать вероятность безызлучательных переходов в таких центрах. Например, в кристаллах, активированных трехвалентными редкоземельными ионами, в результате больших поглощенных доз гамма-излучения центры Re^{3+} преобразуются в двух или четырехвалентные ионы, что приводит к значительному падению интенсивности люминесценции в данных материалах.
3. В кристалле создаются многочленные центры захвата, что приводит к увеличению вклада послесвечения.
4. Тяжелые кристаллы, облученные большими дозами протонов, нейтронов и т.п., начинают проявлять собственную радиоактивность, что может существенно изменить сцинтилляционный отклик детектора.

6. Плотность

Для детектирования гамма-излучения высоких энергий наиболее применимы сцинтилляторы, сделанные из материалов с высокой плотностью. Из третьей главы вы уже знаете, что чем выше атомный номер вещества, тем эффективнее гамма-квант в нем теряет энергию. Соответственно, с помощью «тяжелого» сцинтиллятора малого размера можно зарегистрировать больше гамма-квантов. Для сцинтилляторов, с помощью которых регистрируется рентгеновское излучение, высокий атомный номер также предпочтителен. Комptonовское рассеяние менее чувствительно к изменению Z .



6. Плотность

Фотоэффект является доминирующим процессом при взаимодействии с гамма-излучением достаточно низкой энергии. Для кванта с энергией E , сечение взаимодействия k с атомом, имеющим зарядовое число Z , пропорционально:

$$k = \frac{Z^n}{E^{3,5}}, \quad (3.10)$$

где n лежит в интервале между 4 и 5.

Вероятность комптоновского рассеяния на атом поглотителя зависит от числа электронов-мишеней, на которых происходит рассеяние, поэтому она линейно зависит от Z :

$$k = \frac{Z}{E^{0,5}}. \quad (3.19)$$

6. Плотность

В случае регистрации β -частиц высокая плотность уже не так важна. Более того, при больших значениях Z существенно увеличивается вероятность обратного рассеяния быстрого электрона, что снижает амплитуду сигнала, вследствие меньшего числа зарегистрированных частиц.

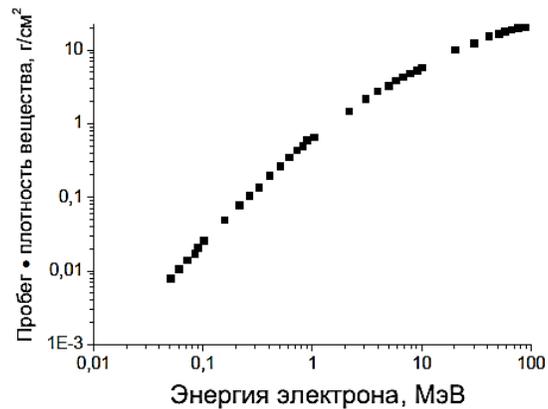


Рис. 3.7. Зависимость длины пробега электронов в кристалле NaI-Tl от их энергии [6]

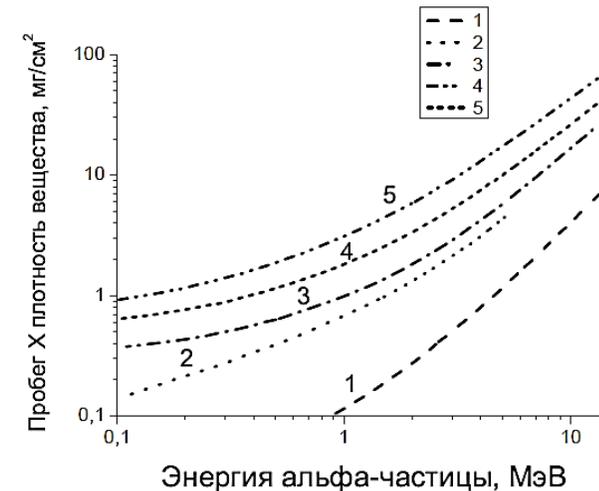


Рис. 3.4. Кривые зависимости средней величины пробега альфа-частицы в материале от ее энергии: 1 – в водороде; 2 – на воздухе; 3 – в кремнии; 4 – в германии; 5 – в золоте [6; 7]

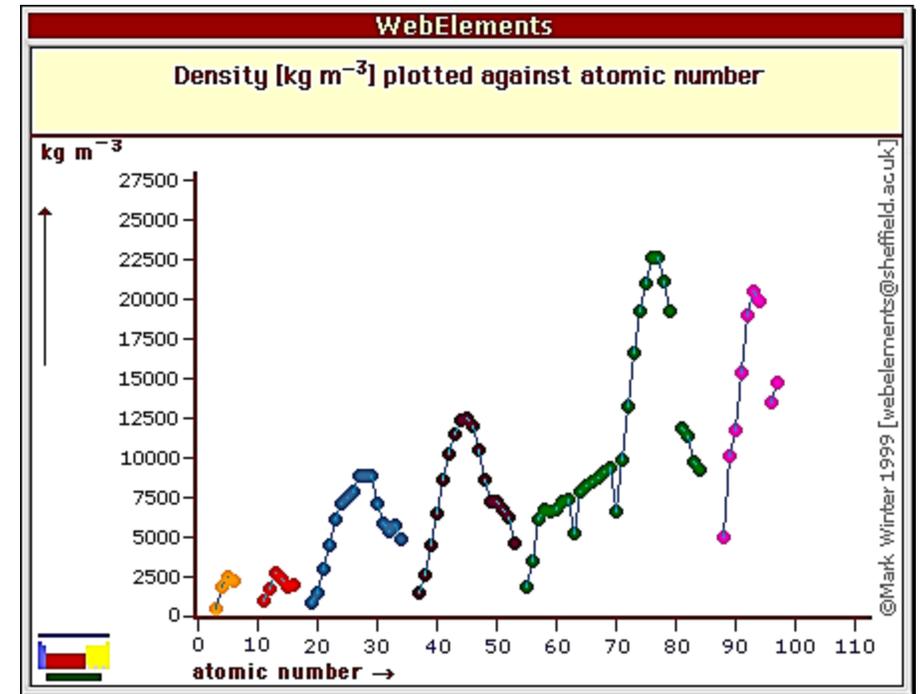
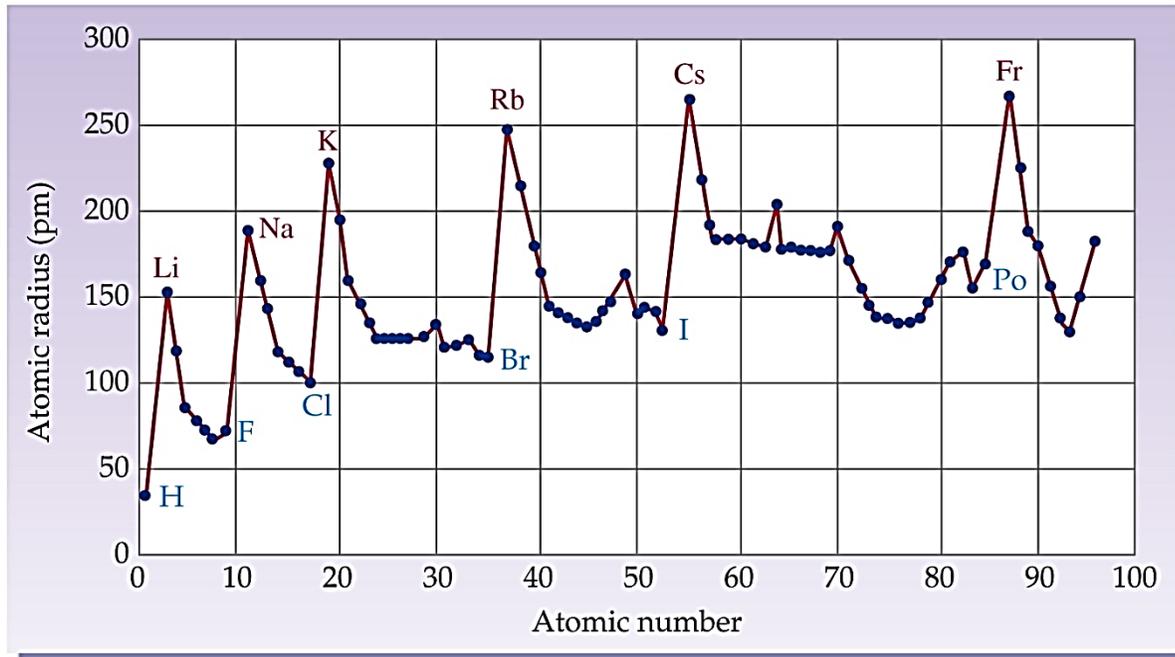
6. Плотность

Для сложных соединений вводят эффективный атомный номер:

$$Z_{eff} = \sqrt[4]{\sum_i w_i \cdot Z_i^4}, \quad (5.16)$$

где w_i – массовая доля i элемента с атомным номером Z . Таким образом, сложное вещество можно представить одним элементом с атомным номером Z_{eff} .

6. Плотность



6. Плотность

- Плотность сцинтиллятора зависит от структуры кристалла. Поэтому, к примеру, плотность кристалла BaLiF_3 (5,2 г/см³), в котором содержится легкий литий, выше плотности кристалла фторида бария (4,89 г/см³). В физике высоких энергий используются материалы с плотностью выше 6 г/см³ - $\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$ (BGO), с плотностью 7,13 г/см³; CdWO_4 - 7,9 г/см³; PbWO_4 и $\text{LuAlO}_3\text{-Ce}$ (LuAP-Ce) - 8,3 г/см³, а также более «тяжелый» сцинтиллятор $\text{Lu}_3\text{TaO}_7\text{-Ce}$ с плотностью порядка 10 г/см³.
- Если требуется большая скорость счета, то используются сцинтилляторы $\text{BaF}_2\text{-La}$ или $\text{BaF}_2\text{-Cd}$ с подавленной медленной компонентой.

7. Реабсорбция

- Перекрытие спектров поглощения и свечения – часть света перепоглощается и не попадает на ФЭУ

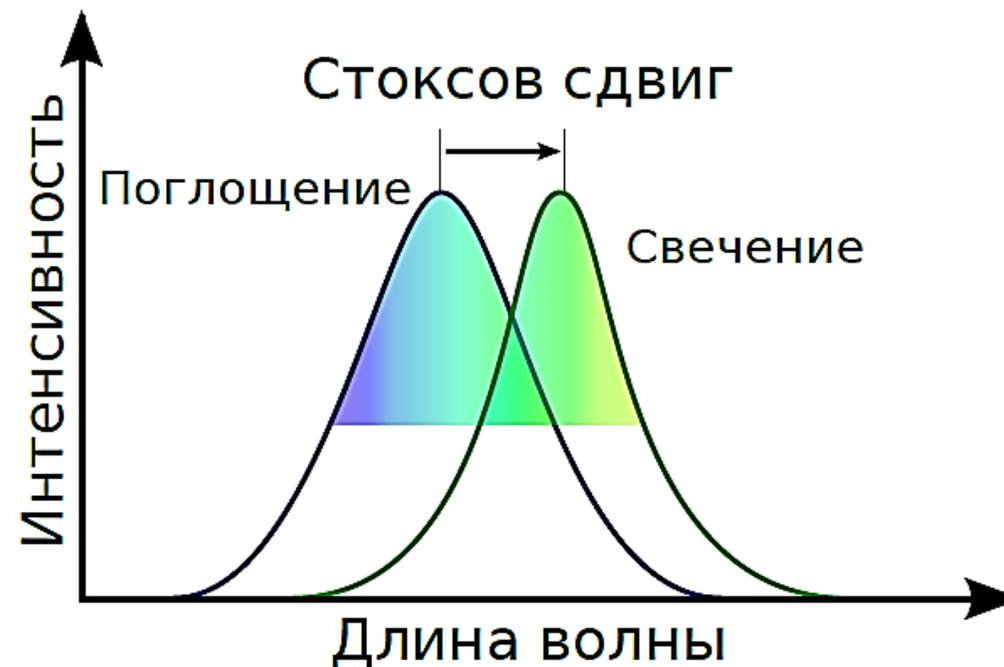


Рис. 5.9. Стоксов сдвиг в кристаллах

7. Реабсорбция

В табл. 5.2 приведены величины стоковского сдвига для ряда сцинтилляционных кристаллов. Реабсорбция вносит большой вклад в сцинтилляционные характеристики данных материалов. Малый стоковский сдвиг приводит к тому, что свет от вспышки быстро перепоглощается в объеме кристалла, что приводит к значительному уменьшению светового выхода с увеличением размера сцинтиллятора. Можно отметить, что в большинстве материалов, активированных ионами европия, величина стоковского сдвига мала. Это приводит к тому, что кристаллы большого размера с примесью ионов Eu^{2+} имеют худшие характеристики по сравнению с маленькими образцами. К примеру, большая вероятность реабсорбции приводит к ограниченному использованию сцинтилляторов на основе $\text{SrI}_2\text{-Eu}$, обладающих очень высоким световым выходом.

Кристалл	Стоксов сдвиг, эВ
NaI-Tl	1,35
NaI-Eu	0,8
CsI-Tl	1,93
CsI-Na	2,07
YAG-Ce	0,47
$\text{SrF}_2\text{-Ce}^{3+}$	0,4
$\text{LaBr}_3\text{-Ce}$	0,53
$\text{CaF}_2\text{-Eu}$	0,75
$\text{SrI}_2\text{-Eu}$	0,15
$\text{CaI}_2\text{-Eu}$	0,3
BaBrI-Eu	0,48
$\text{Ba}_2\text{CsI}_5\text{-Eu}$	0,15
$\text{CsSrI}_3\text{-Eu}$	0,55

Аппаратура для гамма- спектрометрии

2. Аппаратура для гамма-спектрометрии.

Предусилитель

Для сцинтилляционных детекторов требуются предусилители, которые улучшают характеристики сигнала с фотодетектора. Выходной сигнал детектора обычно является коротким по времени импульсом тока с низкой амплитудой; обычный импульс может иметь амплитуду, равную 10 мВ и длительность – 200 нс.

Предусилитель преобразует этот импульс тока в импульс напряжения, амплитуда которого пропорциональна энергии, потерянной гамма-излучением в процессе взаимодействия с детектором. Для того чтобы получить максимальное отношение сигнал/шум и сохранить информацию относительно энергии гамма-излучения, предусилитель следует помещать как можно ближе к детектору. Близость предусилителя минимизирует емкость на входе предусилителя, уменьшая этим уровень выходного шума.

Предусилитель также служит в качестве устройства, которое согласует высокий импеданс детектора и низкий импеданс коаксиального кабеля, который передает основному усилителю усиленный сигнал детектора. Усилитель и предусилитель могут быть разнесены друг от друга на расстояние в несколько сотен метров.



2. Аппаратура для гамма-спектрометрии. Предусилитель

Выходной импульс предусилителя имеет форму быстро растущей положительной ступеньки, за которой следует медленный спад. Время нарастания импульса равно нескольким десятым микросекунды, а время спада изменяется от 50 до 100 мкс. Амплитуда быстро растущей ступеньки пропорциональна заряду, переданному на вход предусилителя, и поэтому пропорциональна энергии, потерянной гамма-квантом в детекторе. Длительное время спада приводит к тому, что второй импульс часто поступает до того, как спадет хвост предыдущего импульса. Этот эффект можно увидеть на рис. 2.2. Амплитуда быстро растущей ступеньки содержит важную информацию об энергии взаимодействия гамма-излучения.

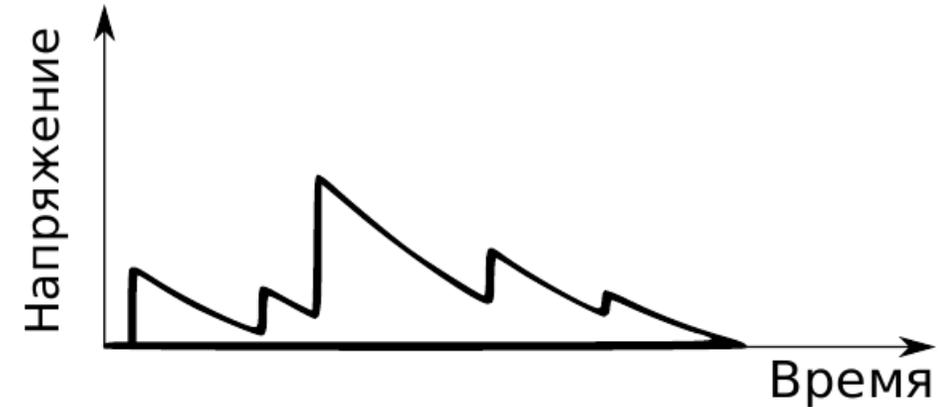


Рис. 2.2. Выходные импульсы типового предусилителя. Энергетическая информация содержится в амплитуде быстро растущей ступеньки напряжения (0,5 мкс). Наложение импульсов на длинных хвостах (50 мкс) не искажает энергетическую информацию при небольших скоростях загрузки

2. Аппаратура для гамма-спектрометрии.

Предусилитель

Предусилитель, чувствительный к напряжению

Предусилители чувствительные к напряжению имеют высокое входное сопротивление (порядка 5 МОм). Токовый импульс детектора интегрируется на паразитных емкостях детектора и входа предусилителя. Суммарно эти емкости имеют величину от 10 до 50 пФ. В результате получается импульс напряжения с амплитудой пропорциональной заряду токового импульса и со временем нарастания равным его длительности. Сопротивление, включенное параллельно с входной емкостью, определяет экспоненциальный спад с постоянной времени порядка 50-250 мкс. Усилитель, который служит буфером, имеет коэффициент усиления около 1. Резистор на выходе имеет сопротивление равное волновому сопротивлению кабеля (обычно 50 или 100 Ом) и служит для поглощения отраженных сигналов в длинных кабелях.

2. Аппаратура для гамма-спектрометрии. Предусилитель

Предусилитель, чувствительный к напряжению

Предусилители чувствительные к напряжению имеют высокое входное сопротивление (порядка 5 МОм). Токовый импульс детектора интегрируется на паразитных емкостях детектора и входа предусилителя. Суммарно эти емкости имеют величину от 10 до 50 пФ. В результате получается импульс напряжения с амплитудой пропорциональной заряду токового импульса и со временем нарастания равным его длительности. Сопротивление, включенное параллельно с входной емкостью, определяет экспоненциальный спад с постоянной времени порядка 50-250 мкс. Усилитель, который служит буфером, имеет коэффициент усиления около 1. Резистор на выходе имеет сопротивление равное волновому сопротивлению кабеля (обычно 50 или 100 Ом) и служит для поглощения отраженных сигналов в длинных кабелях.

2. Аппаратура для гамма-спектрометрии. Предусилитель

Зарядочувствительный предусилитель (активный интегратор)

За некоторый промежуток времени, называемый временем интегрирования, заряд от детектора накапливается емкостью C_f . Когда заряд будет накоплен, напряжение на конденсаторе вырастает, и напряжение на выходе ступенчато меняется. Без сопротивления на обратной связи этот уровень напряжения сохранялся бы, через большое сопротивление происходит разрядка конденсатора и становится возможным формирование следующего импульса.

Схема, в которой в обратную связь операционного усилителя включена емкость, в данном случае C_f , называется интегратором. Время интегрирования задается соотношением $\tau = R_f C_f$. Выходной импульс характеризуется быстрым временем нарастания и длительным временем затухания.

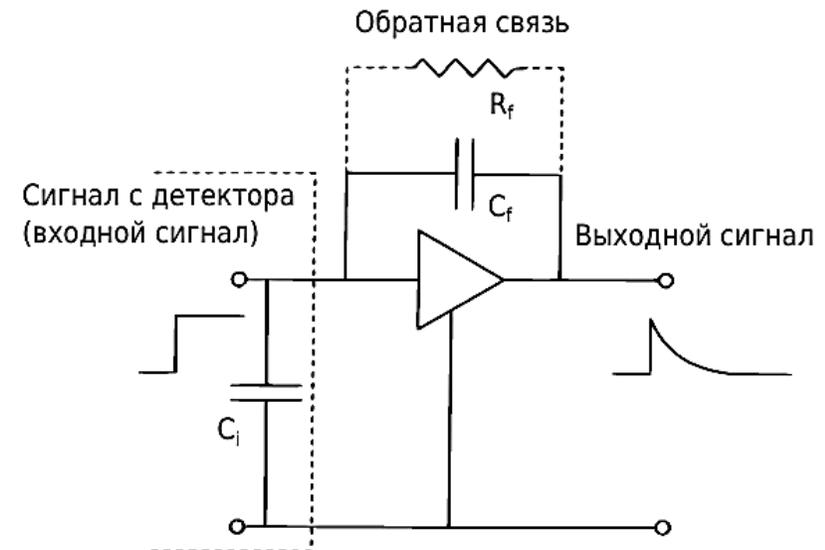


Рис. 2.3. Схема предусилителя с резистивной обратной связью. Постоянная времени выходного импульса определяется величиной $R_f C_f$

$$U_{out} = \frac{Q}{((C_i + C_f)/k + C_f)}$$

2. Аппаратура для гамма-спектрометрии. Усилитель

После предусилителя импульсы от гамма-излучения усиливаются и формируются так, чтобы удовлетворить требованиям анализатора амплитуд импульсов, который располагается за основным усилителем. Дело в том, что импульс от обычного зарядочувствительного предусилителя имеет достаточно резкий фронт, и не очень удобен для регистрации. Более того, неизбежное наложение импульсов на выходе предусилителя во многих случаях приводит к неправильному значению амплитуды, например, вследствие сложения двух импульсов. В любом случае для мульти- или одноканального анализатора нужны достаточно широкие импульсы одной формы, с амплитудой, которая пропорциональна входному сигналу, так чтобы вся информация об интенсивности вспышки сцинтиллятора содержалась в амплитуде импульса.



2. Аппаратура для гамма-спектрометрии Усилитель

Основной усилитель получает импульс низкого напряжения от предусилителя и усиливает его в линейном диапазоне напряжений, который для большинства усилителей находится в диапазоне от 0 до 10 В. В линейном диапазоне все входные импульсы усиливаются с одним и тем же коэффициентом. Усилитель не линеен для выходных импульсов, амплитуда которых превышает 10 В. Максимальное выходное напряжение или напряжение насыщения большинства усилителей приблизительно равно 12 В. Коэффициент усиления может быть установлен в широком диапазоне, как правило, от 10 до 5000. Усилитель обычно имеет два типа управления усилением (грубое и тонкое), чтобы обеспечить непрерывную регулировку коэффициента усиления.

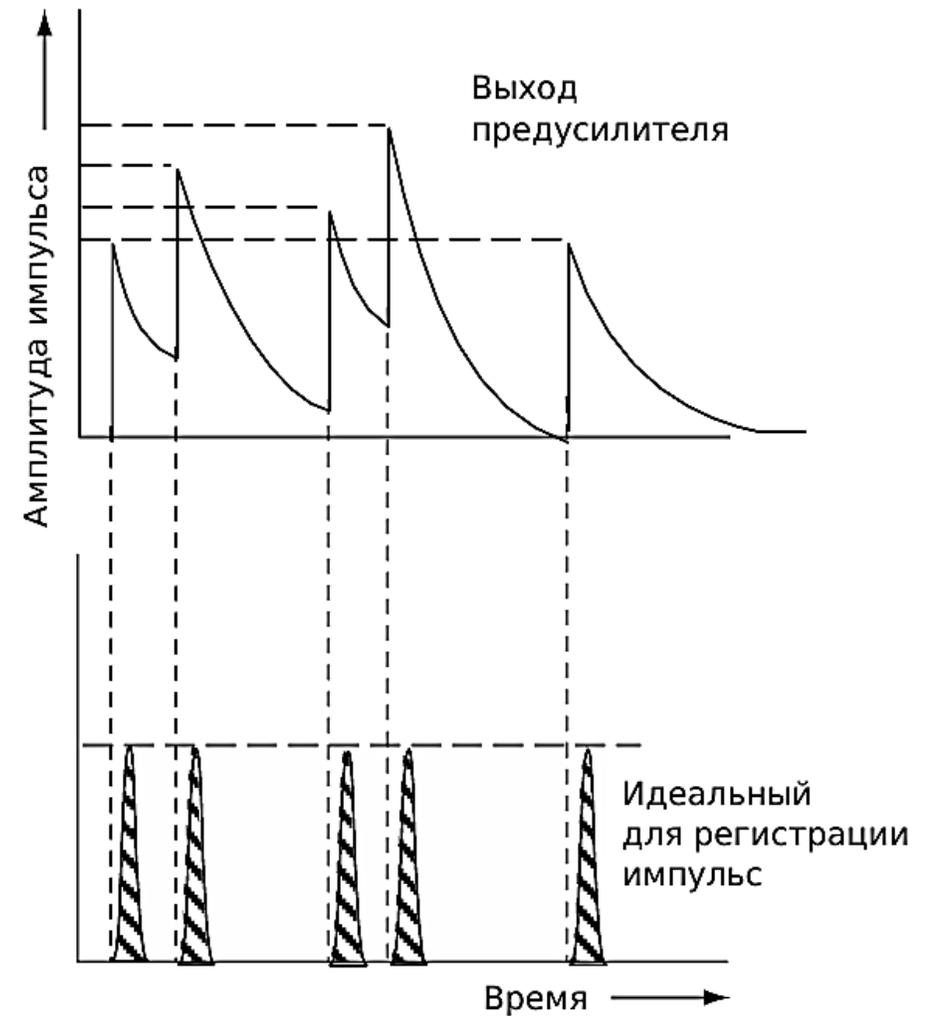
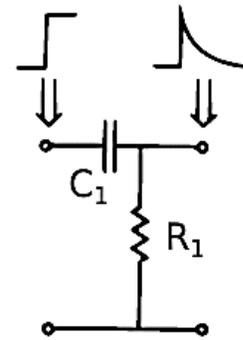


Рис. 2.4. Импульсы с резким фронтом и наложениями с выхода предусилителя, которые поступают на вход усилителя. На нижнем рисунке показаны импульсы, которые ожидаются от идеального усилителя на выходе.

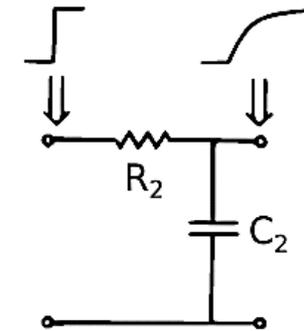
2. Аппаратура для гамма-спектрометрии. Усилитель

Для получения требуемой формы импульса в усилителях применяют операции электронного дифференцирования, интегрирования и активной фильтрации. Дифференцирование удаляет низкие частоты из сигнала, а интегрирование удаляет высокие частоты. Дифференцирование и интегрирование характеризуются постоянной времени, обычно составляющей единицы микросекунд, которая определяет степень ослабления сигнала как функцию частоты. Чем больше постоянная времени, тем сильнее ослабление низких частот дифференцированием и ослабление высоких частот интегрированием.

(а) Дифференциатор
(фильтр высоких частот)



(б) Интегратор
(фильтр низких частот)



(с) Схема CRRC

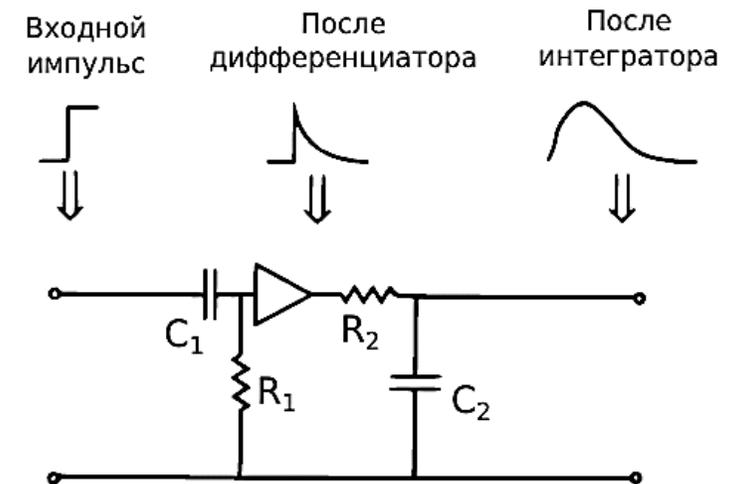


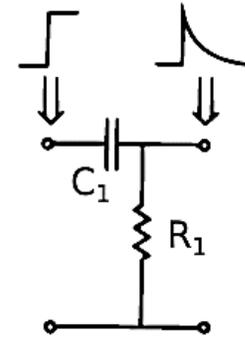
Рис. 2.5. Воздействие различных фильтров на форму импульса: (а) дифференциатор; (б) интегратор; (с) схема, в которой последовательно соединяются интегратор и дифференциатор

2. Аппаратура для гамма-спектрометрии.

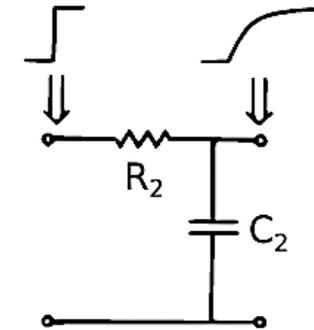
Усилитель

Когда используются и дифференцирование, и интегрирование, низко- и высокочастотные составляющие сильно подавляются, и усиливается относительно узкая полоса средних частот. Большинство спектрометрических усилителей действуют наилучшим образом, когда постоянные времени дифференцирования и интегрирования равны. Поэтому выбирают постоянные времени в диапазоне от **0,25 до 12 мкс**. Когда две постоянные времени равны, выходной импульс усилителя почти симметричен. Полная ширина импульса составляет приблизительно шесть постоянных времени.

(а) Дифференциатор
(фильтр высоких частот)



(б) Интегратор
(фильтр низких частот)



(с) Схема CRRC

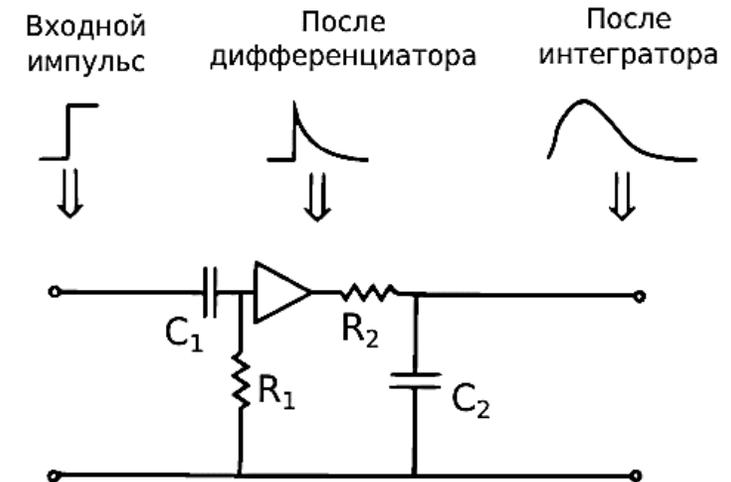


Рис. 2.5. Воздействие различных фильтров на форму импульса: (а) дифференциатор; (б) интегратор; (с) схема, в которой последовательно соединяются интегратор и дифференциатор

2. Аппаратура для гамма-спектрометрии.

Усилитель

При выборе оптимальной формы импульса спектрометрического усилителя важную роль играет отношение сигнал/шум. На рис. 2.6 показан ряд различных форм импульсов, вместе с теоретически рассчитанным параметром «относительной» величиной шума. Чем меньше относительный коэффициент шума, тем лучше форма импульса для нашей системы регистрации. Теоретически, оптимальная форма импульса будет параболической, и поэтому все цифры даны по отношению к этой форме. Однако на практике, используя аналоговые схемы, параболический импульс не воспроизводим. Более того, такой импульс не подходит для измерения амплитуды мультисканальным анализатором. Однако в результате некоторых трансформаций параболический импульс приобретает форму, достижимую в практической аналоговой электронике.

Форма импульса	Отн. коэффициент шума
 Параболический	1,00
 Треугольный	1,08
 Гауссиан	1,12
 CR, nRC	$\left\{ \begin{array}{l} 1,36; n=1 \\ 1,22; n=2 \\ 1,18; n=3 \\ 1,12; n=\infty \end{array} \right.$
 Двойной CR, RC	1,00
 Линия задержки DL, RC	1,00

Рис. 2.6. Вклад относительного коэффициента шума в сигнал различной формы

2. Аппаратура для гамма-спектрометрии.

Усилитель



Рис. 2.7. Зависимость влияния шума, выраженное в увеличении энергетического разрешения, от постоянной времени интегрирования усилителя

2. Аппаратура для гамма-спектрометрии. Усилитель. Схема полюс-ноль

Требуется, чтобы с выхода предусилителя на усилитель поступал меандр. В реальности выходной сигнал с предусилителя отличается от меандра. Он имеет довольно резкий подъем и длинное плавное затухание. Наличие такого затухания приводит к тому, что после дифференцирования в импульсе появляется обратный выброс, т.е. импульс становится частично биполярным. После интегрирования этот выброс остается. Таким образом, импульс не возвращается к базовой линии, а имеет обратный выброс, который приводит к искажению амплитуды импульса.

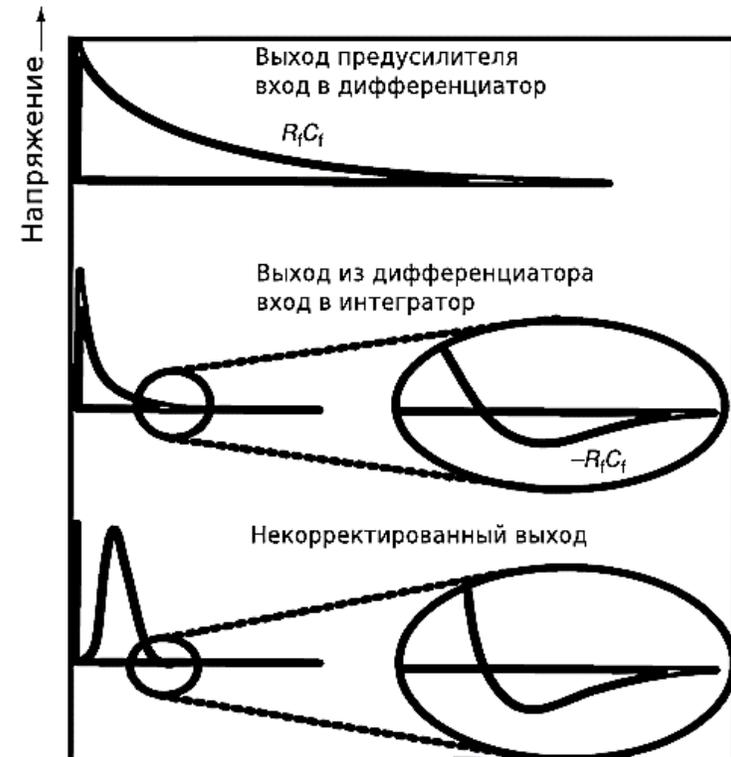


Рис. 2.8. Схематическое изображение проблемы полюс-ноль компенсации

2. Аппаратура для гамма-спектрометрии.

Усилитель. Схема полюс-ноль

Когда схема "полюс-ноль" отрегулирована должным образом, выход усилителя возвращается к базовому уровню за минимально возможное время.

Когда схема настроена неправильно, получаются следующие результаты. За выходными импульсами следует длительный «недолет» или «перелет», которые искажают выходной базовый уровень и значительно ухудшают характеристики усилителя при высоких скоростях счета.

Как следствие, пики полного поглощения расширяются и часто имеют низко- и высокоэнергетические хвосты, в зависимости от того, имеется «недолет» или «перелет». В этом случае точное определение площади пика полного поглощения затруднено.

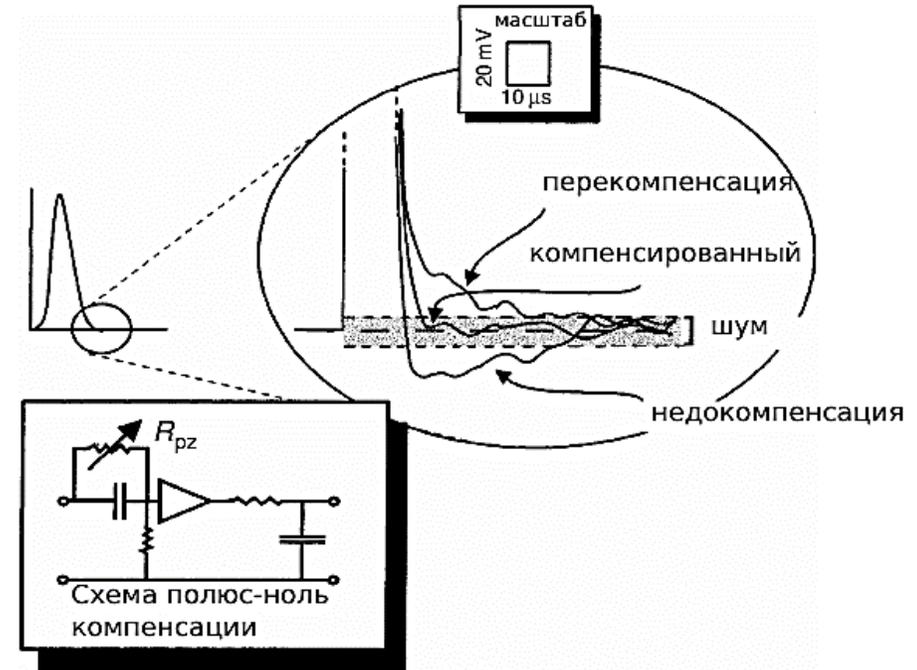


Рис. 2.9. Схема полюс-ноль. Показаны случаи некомпенсированного выхода – «недолет», перекомпенсированного выхода – перелет и скомпенсированного выхода

2. Аппаратура для гамма-спектрометрии. Усилитель. Восстановление базового уровня

Подобно схеме «полюс-ноль», цепь ВБУ помогает поддерживать стабильный базовый уровень. Схема "полюс-ноль" расположена на входе усилителя и является очень простой; цепь ВБУ расположена на выходе усилителя и часто довольно сложна. Схема «полюс-ноль» предохраняет от «недолета», обусловленного конечным временем спада выходного импульса предусилителя; цепь ВБУ подавляет дрейф базового уровня, вызванный сложением однополярных выходных импульсов переменного тока.

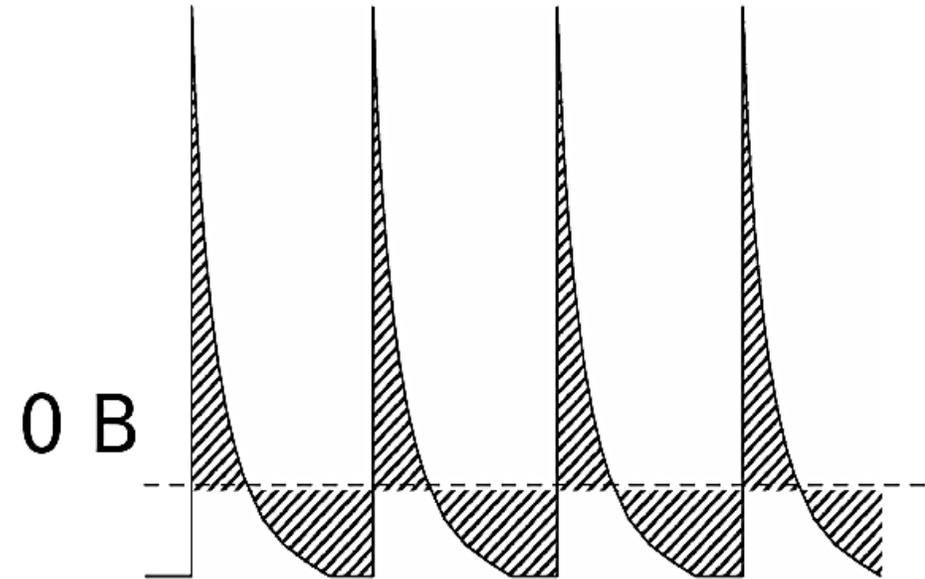


Рис. 2.10. Смещение базовой линии в серии одинаковых импульсов. Площади ниже и выше базовой линии одинаковы

2. Аппаратура для гамма-спектрометрии. Усилитель. Цепь режекции наложений

Цепи режекции наложений (pile-up rejection) были добавлены во многие наиболее совершенные усилители для улучшения их характеристик при высоких скоростях счета. Режектор наложений использует временной цикл для обнаружения и отсеивания событий перекрытия двух или более импульсов от гамма-излучения. Такие события дают объединенную амплитуду импульса, которая не является характеристикой какого-либо одного гамма-кванта, а только увеличивает высоту уровня фона в полученном спектре. На рис. 2.11 показано, как перекрываются два импульса гамма-излучения, и образуется наложение импульсов.

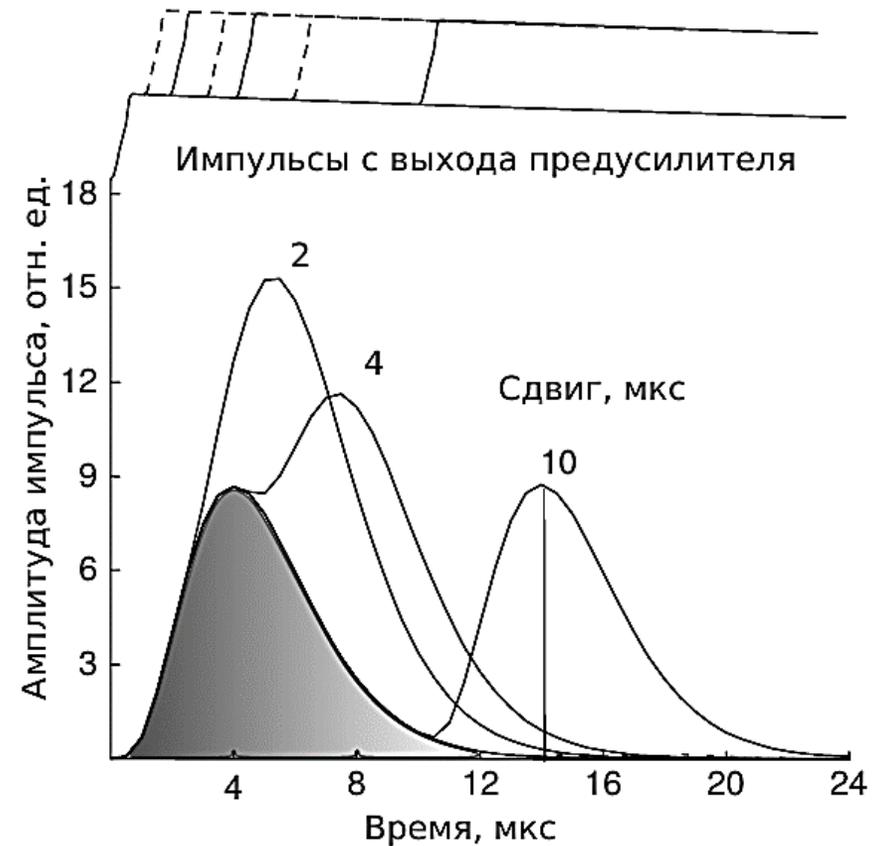


Рис. 2.11. Наложение импульсов, следующих с задержкой 2, 4, 10 мкс. Форма импульса после усилителя – полугауссиан (цепь из четырех дифференциаторов и интеграторов) с постоянной времени 1 мкс

2. Аппаратура для гамма-спектрометрии. Усилитель. Цепь режекции наложений

Сигнал подается параллельно как в обычную схему формирования импульса (на выходе получаем нормальный импульс), так и в схему с быстрым усилителем-формирователем (быстрый дискриминатор).

Использование очень коротких постоянных времени приводит к формированию в этой схеме очень коротких импульсов с высоким коэффициентом шума. Этот импульс используется для обнаружения нормального импульса.

Далее короткие шумовые импульсы убираются дискриминатором, получая короткий логический импульс.

Этот период называется периодом регистрации (период 1)

Если в это время в усилитель поступает еще один импульс, который легко обнаруживается с помощью шумовых импульсов, то происходит генерация стробирующего импульса, который создает задержку и препятствует наложению нормальных импульсов. Потери этих импульсов, которые неизбежны, приводят к незначительному увеличению «мертвого» времени.

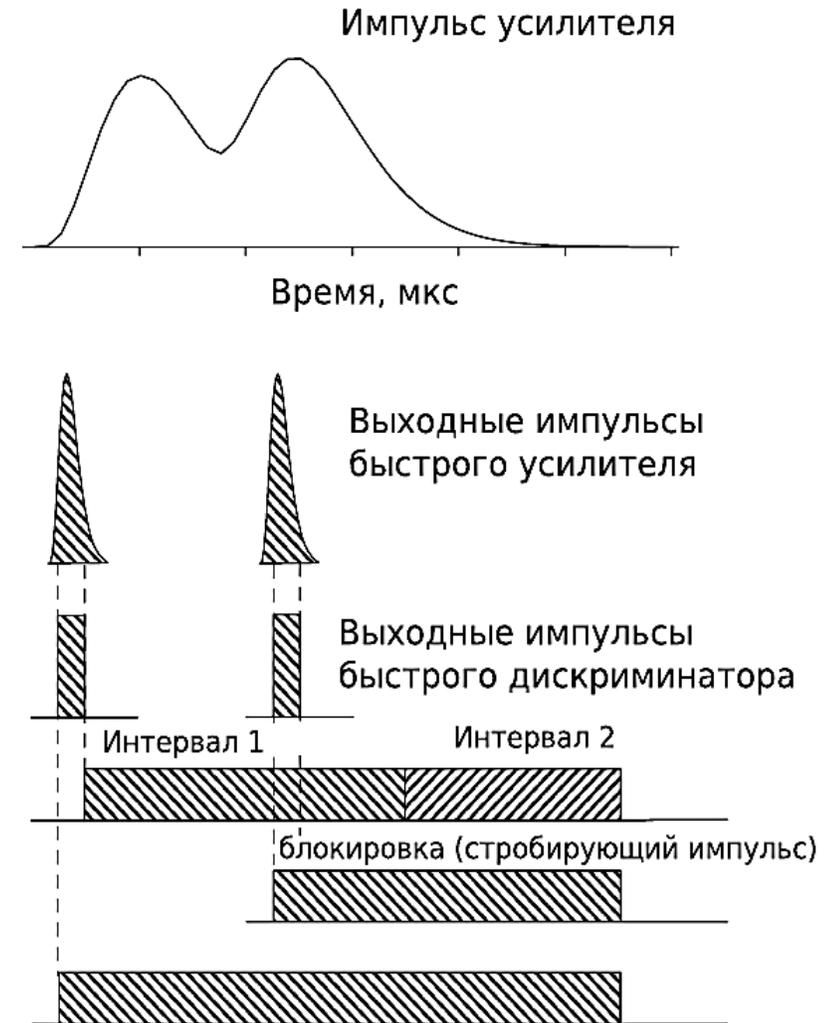
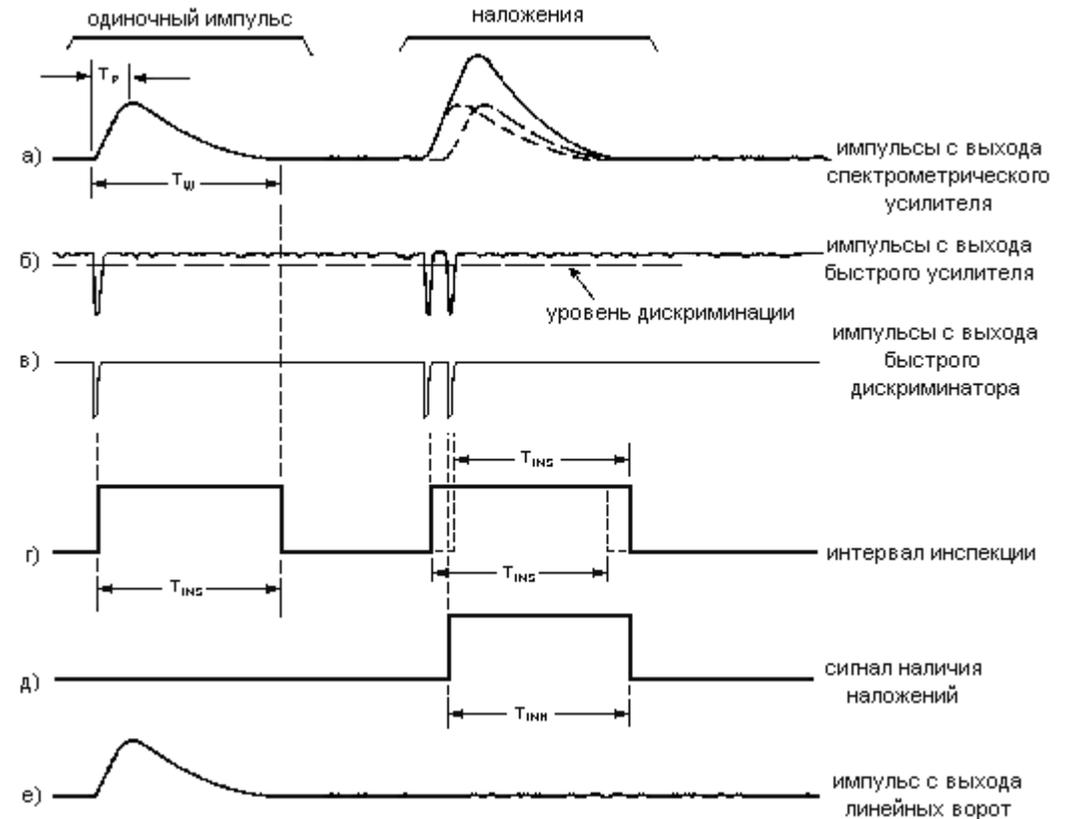
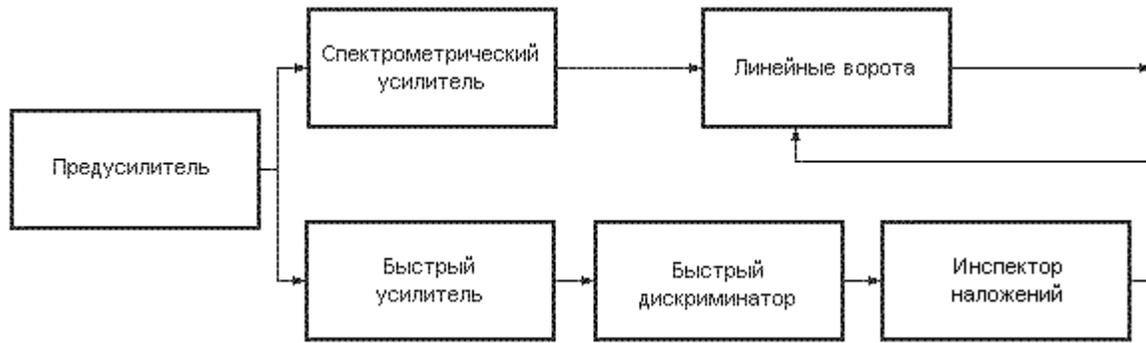


Рис. 2.12. Принцип работы схемы с подавлением наложений

2. Аппаратура для гамма-спектрометрии. Усилитель. Цепь режекции наложений



2. Аппаратура для гамма-спектрометрии. Усилитель. Цепь режекции наложений

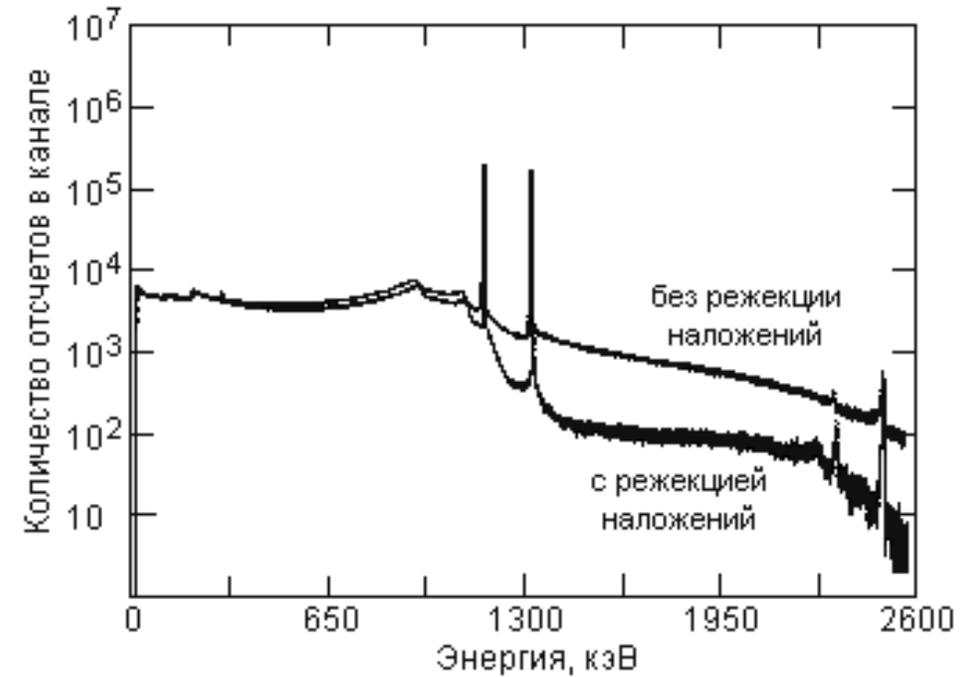
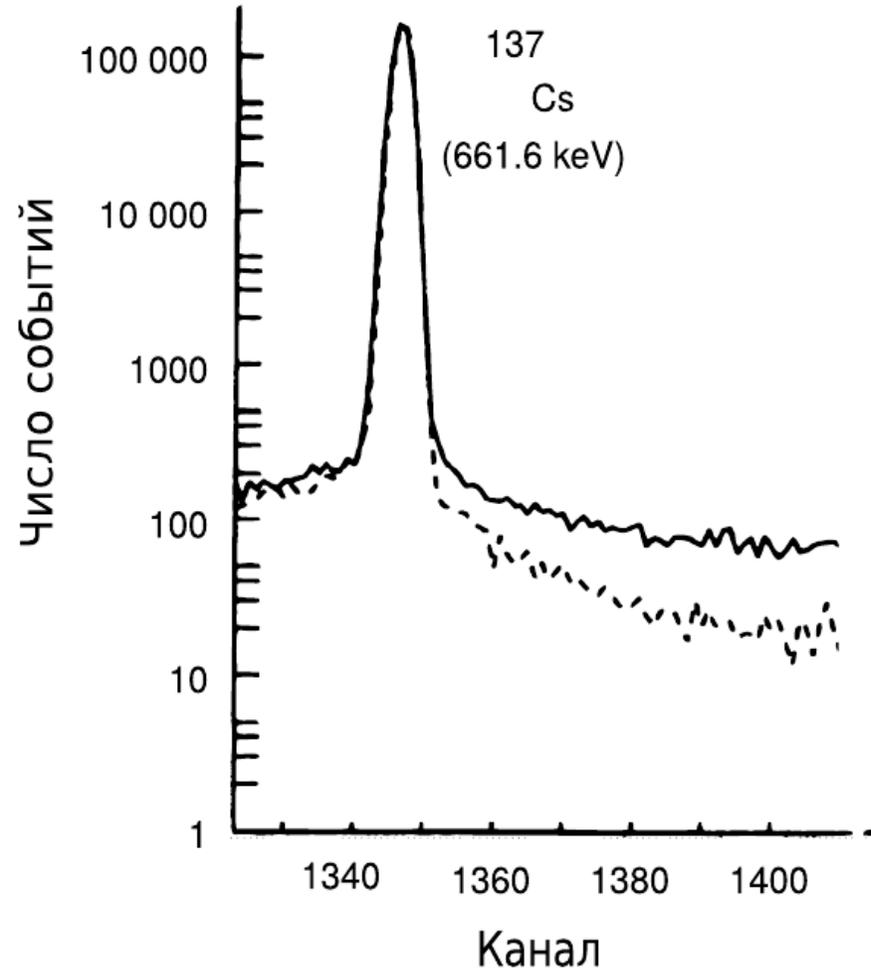


Рис. 2.13. Эффект режекции наложений в спектре ^{137}Cs

2. Аппаратура для гамма-спектрометрии. Усилитель.

Предусилитель

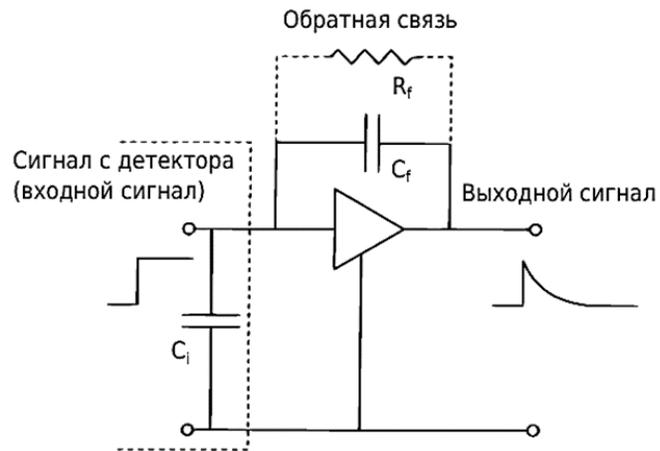


Рис. 2.3. Схема предусилителя с резистивной обратной связью. Постоянная времени выходного импульса определяется величиной $R_f C_f$

Усилитель

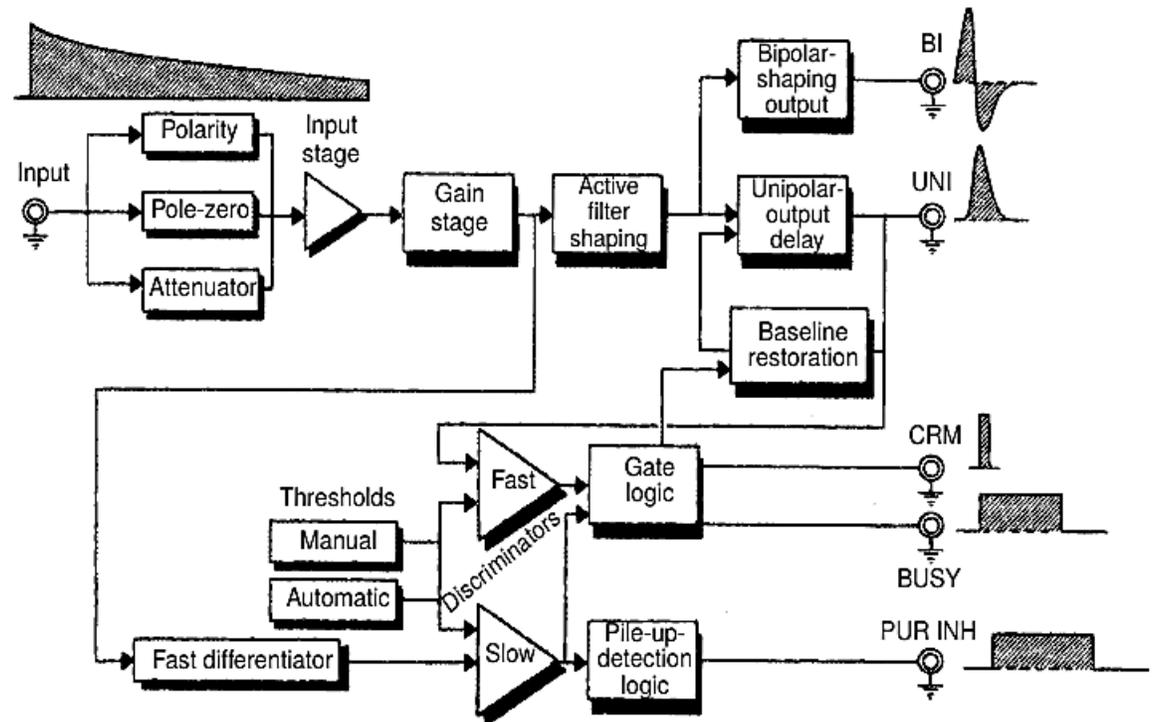


Рис. 2.14. Схематическая диаграмма реального спектрометрического усилителя фирмы Ortec [2]

2. Аппаратура для гамма-спектрометрии. Многоканальный анализатор. АЦП

Последним элементом в схеме регистрации (рис. 2.1) импульсов от сцинтиллятора является многоканальный анализатор. Он сортирует и накапливает импульсы от зарегистрированных гамма-квантов, поступающие от основного усилителя, для построения цифрового и визуального представления амплитудно-импульсного спектра, полученного с помощью детектора (рис. 2.15). В данном разделе мы рассмотрим его устройство и основные характеристики. На рисунке 2.16 показаны этапы преобразования и в конечном счете оцифровки входящего импульса от спектрометрического усилителя. Рассмотрим эти этапы подробнее.



Рис. 2.15. Принципиальная схема мультисканального анализатора

2. Аппаратура для гамма-спектрометрии. Многоканальный анализатор. АЦП

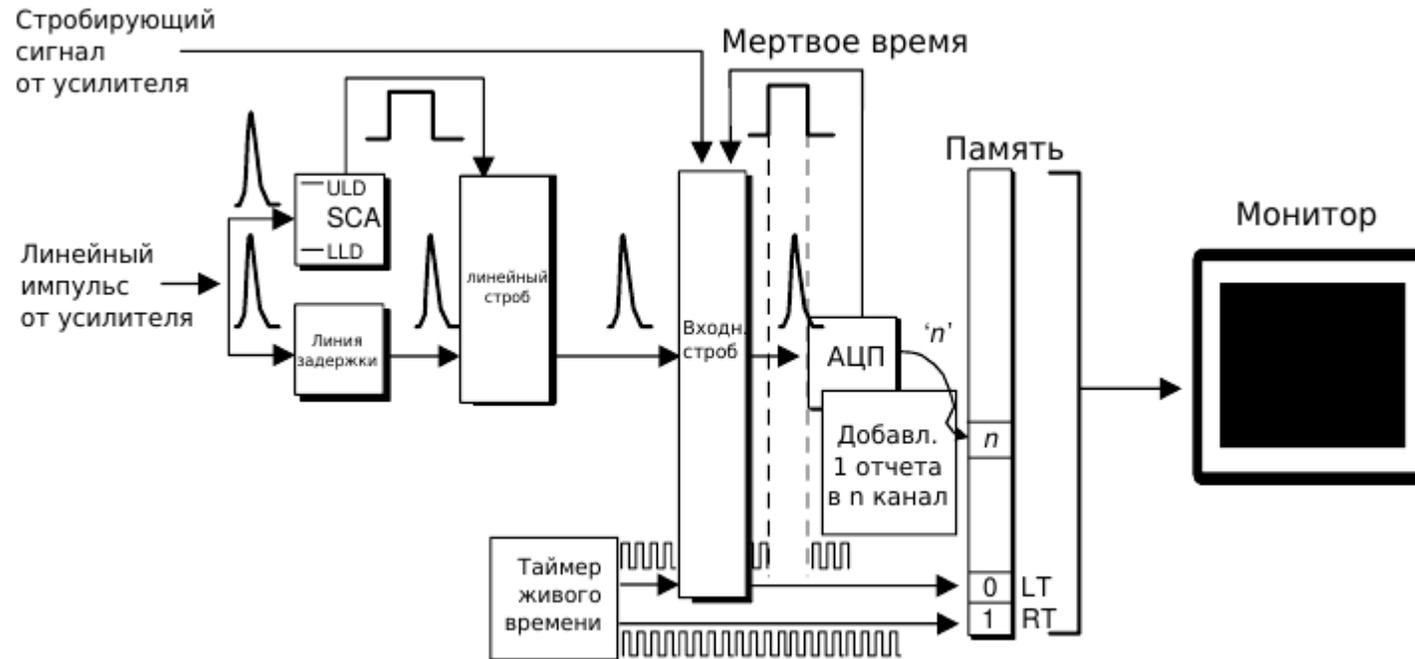
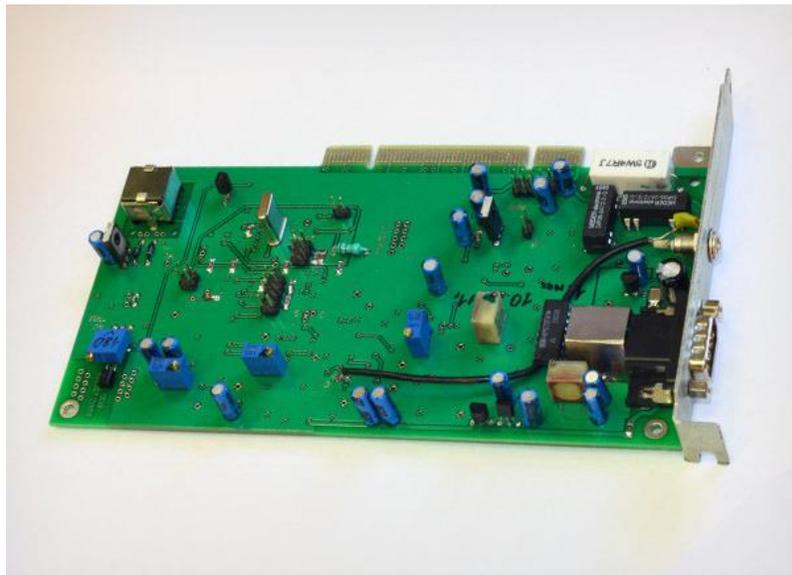


Рис. 2.16. Этапы обработки и преобразования сигнала в МКА

2. Аппаратура для гамма-спектрометрии. Многоканальный анализатор. АЦП

Важными характеристиками АЦП, используемых для спектроскопии, являются интегральная и дифференциальная нелинейности. Интегральная нелинейность I_{int} характеризует отклонение реальной функции преобразования (штрихпунктир) от идеальной линейной (сплошная линия) (см. рис. 2.17). На графике показана зависимость амплитуды импульса V от номера канала, в котором импульс с данной амплитудой регистрируется. Интегральная нелинейность определяется следующим образом:

$$I_{int} = 100\%(V_{nom} - V_{act})/V_{max}, \quad (2.3)$$



2. Аппаратура для гамма-спектрометрии. Многоканальный анализатор. АЦП

Дифференциальная нелинейность I_{dif} характеризует неоднородность ширин каналов АЦП (рис. 2.18) и определяется следующим образом:

$$I_{dif} = 50\%(W_{max} - W_{min})/W_{avg}, \quad (2.4)$$

где W_{max} , W_{min} и W_{avg} - максимальная, минимальная и средняя ширины каналов. У качественных АЦП дифференциальная нелинейность составляет порядка 1%, а интегральная <0.05% при 12-разрядном (4096 каналов) преобразовании.



2. Аппаратура для гамма-спектрометрии. Многоканальный анализатор. АЦП

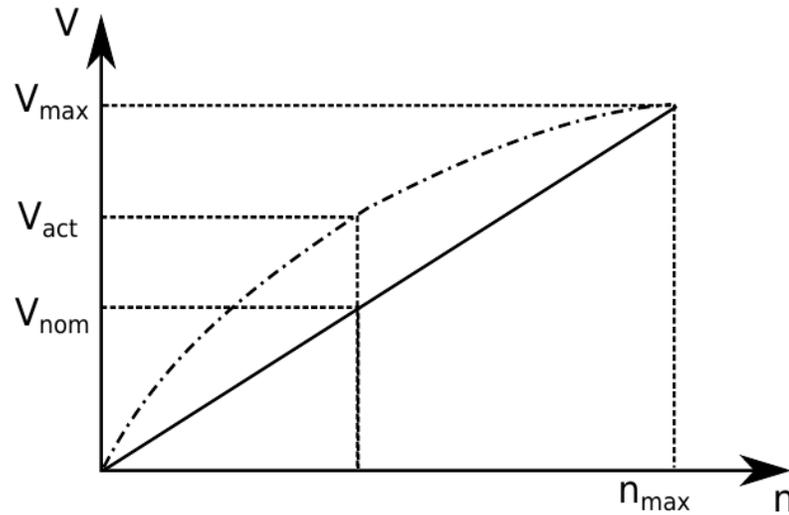


Рис. 2.17. Интегральная нелинейность. Характеризует отклонение реальной функции АЦП (штрих-пунктирная линия) от идеальной (сплошная линия)

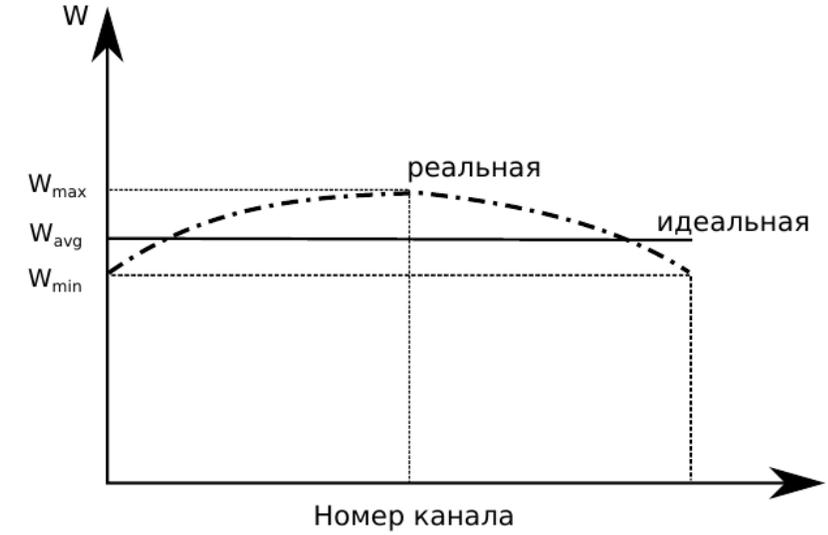


Рис. 2.18. Дифференциальная нелинейность. Показывает зависимость ширины канала от его номера. В идеальном случае зависимость имеет форму прямой параллельной оси абсцисс (сплошная линия), реальная кривая имеет форму, показанную штрих-пунктиром

2. Аппаратура для гамма-спектрометрии. Многоканальный анализатор. АЦП Вилкинсона



Рис. 2.19. Сигналы в АЦП Уилкинсона во время измерения

Принцип работы АЦП вилкинсоновского типа (D.H. Wilkinson) основан на преобразовании амплитуда – время. Входной импульс поступает на дискриминатор нижнего уровня, уровень дискриминации которого обычно устанавливается выше уровня шумов. Когда уровень входного сигнала достигнет уровня дискриминации, линейные ворота открываются, и накопительная емкость C соединяется с входом. Начинается заряд емкости до амплитудного значения входного сигнала. Когда емкость зарядится, линейные ворота закрываются, накопительная емкость отсоединяется от входа и присоединяется к источнику постоянного тока. Начинается линейный разряд емкости.

2. Аппаратура для гамма-спектрометрии. Многоканальный анализатор. АЦП

Вилкинсона

В это же время таймирующий (вреязадающий) генератор подключается к адресному счетчику, который начинает считать импульсы таймирующего генератора. Частота генератора обычно 100–200 МГц. Когда емкость полностью разрядится, накопительная емкость отсоединяется от источника постоянного тока, а таймирующий генератор отсоединяется от адресного счетчика и начинается цикл записи в память. Число сосчитанных во время разряда емкости импульсов определяет время разряда накопительной емкости, а время линейного разряда пропорционально амплитуде анализируемого импульса. Полученное в адресном счетчике число (код) используется для адресации соответствующей ячейки памяти, куда добавляется единица (рис. 2.20).

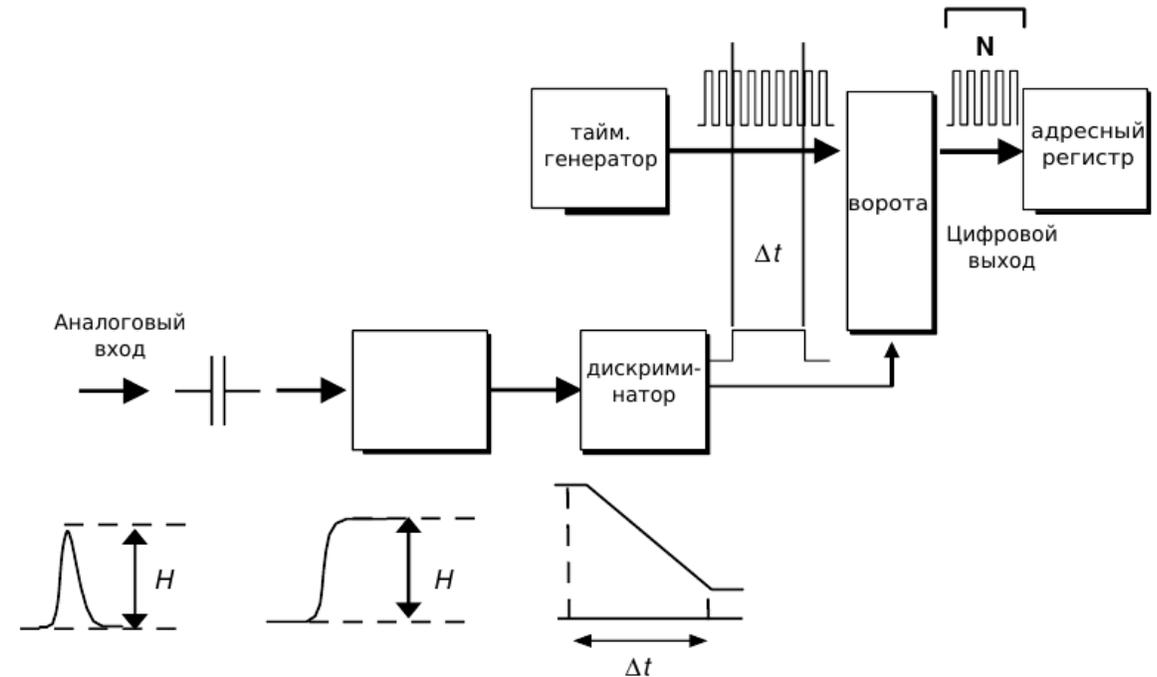


Рис. 2.20. Циклы работы АЦП уилкинсоновского типа

2. Аппаратура для гамма-спектрометрии. Многоканальный анализатор. АЦП Вилкинсона

«Мертвое» время у этого АЦП складывается из времени достижения максимума импульса T_r , времени конверсии – T_c и времени цикла записи T_{mc} :

$$\tau = T_r + T_c + T_{mc}. \quad (2.5)$$

Времена T_r и T_{mc} составляют порядка 1 мкс. Основной вклад в мертвое время вносит время конверсии, которое зависит от амплитуды входного импульса или соответственно от номера канала n ($T_c = nT_{gen}$), где T_{gen} – период таймирующего генератора. Так $T_c = 10$ мкс при частоте генератора 100 МГц и $n = 1000$.

У АЦП уилкинсоновского типа малые интегральная и дифференциальная нелинейности, однако относительно большое мертвое время, которое к тому же зависит от амплитуды.

2. Аппаратура для гамма-спектрометрии. Многоканальный анализатор. АЦП поразрядового взвешивания

Принцип работы АЦП поразрядного взвешивания заключается в последовательном сравнении амплитуды анализируемого сигнала (V_{in}) с напряжением цифро-аналогового преобразователя (VDAC), уровень которого задается регистром.

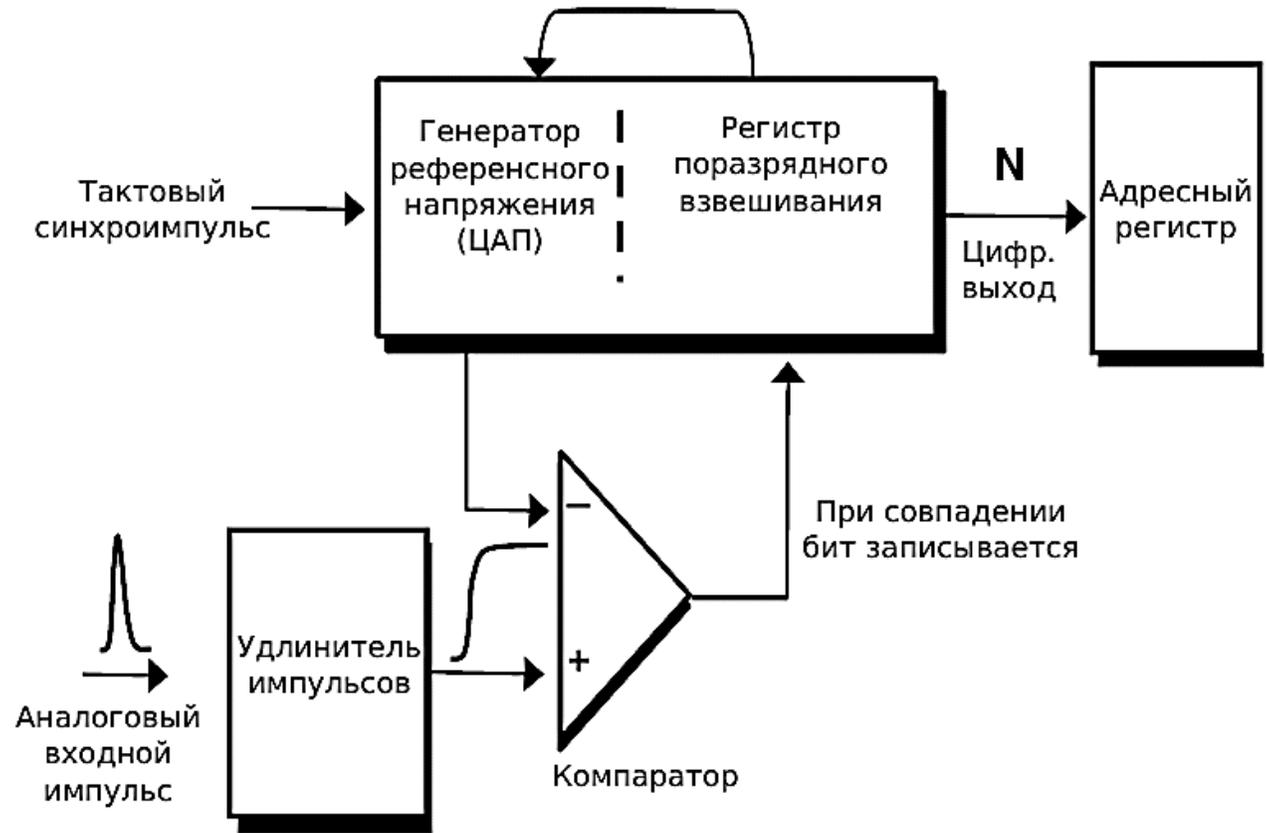


Рис. 2.21. Составляющие элементы АЦП поразрядового взвешивания

2. Аппаратура для гамма-спектрометрии. Многоканальный анализатор. АЦП поразрядового взвешивания

Принцип работы АЦП поразрядного взвешивания заключается в последовательном сравнении амплитуды анализируемого сигнала (V_{in}) с напряжением цифро-аналогового преобразователя (VDAC), уровень которого задается регистром.

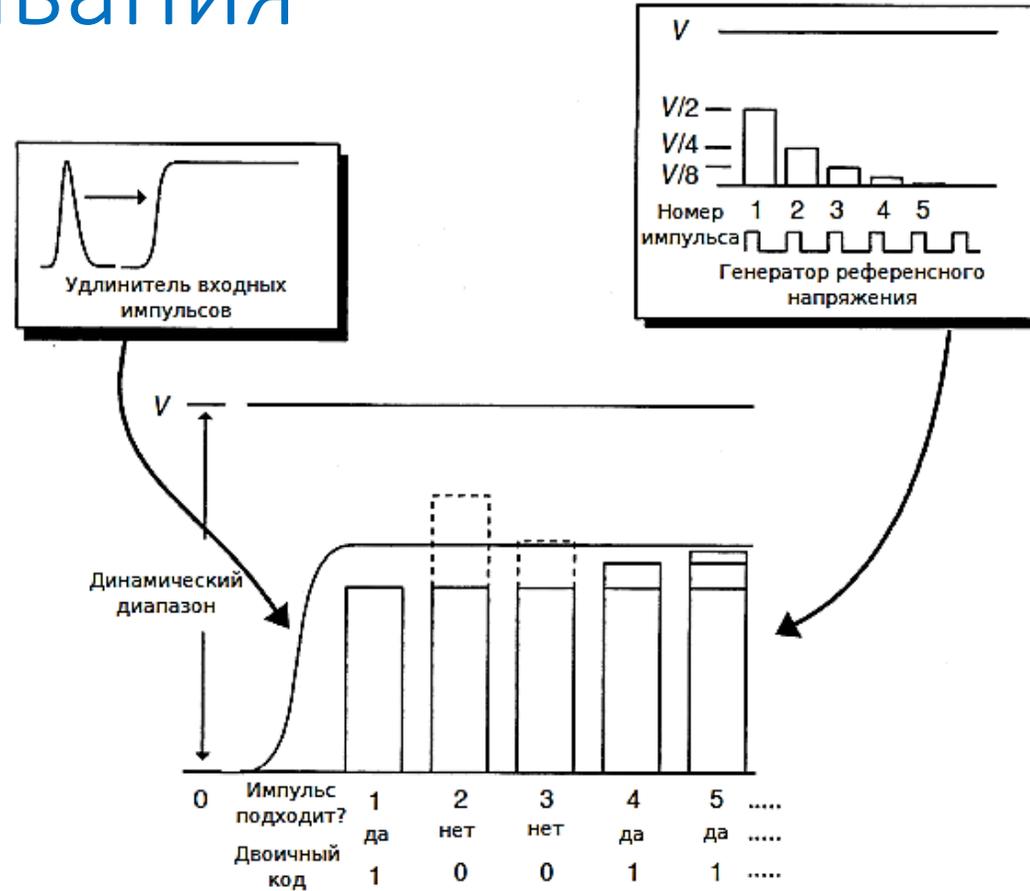


Рис. 2.22. Принцип метода поразрядового взвешивания

2. Аппаратура для гамма-спектрометрии.

Многоканальный анализатор. Мертвое время

Мертвым временем называется то время, за которое МКА измеряет и сохраняет амплитуду импульса, т.е оно является суммой трех времен (рис. 2.23):

1. **Время стробирования импульса** (linear gate time) (T_{LG}) – время, необходимое для распознавания импульса, и открытия входного каскада (SCA).
2. **Время преобразования в АЦП** (ADC conversion time) (T_D) – время, необходимое для преобразования импульса в цифровую форму.
3. **Время сохранения импульса в память** (T_S) – по другому еще называется периодом обращения к памяти.

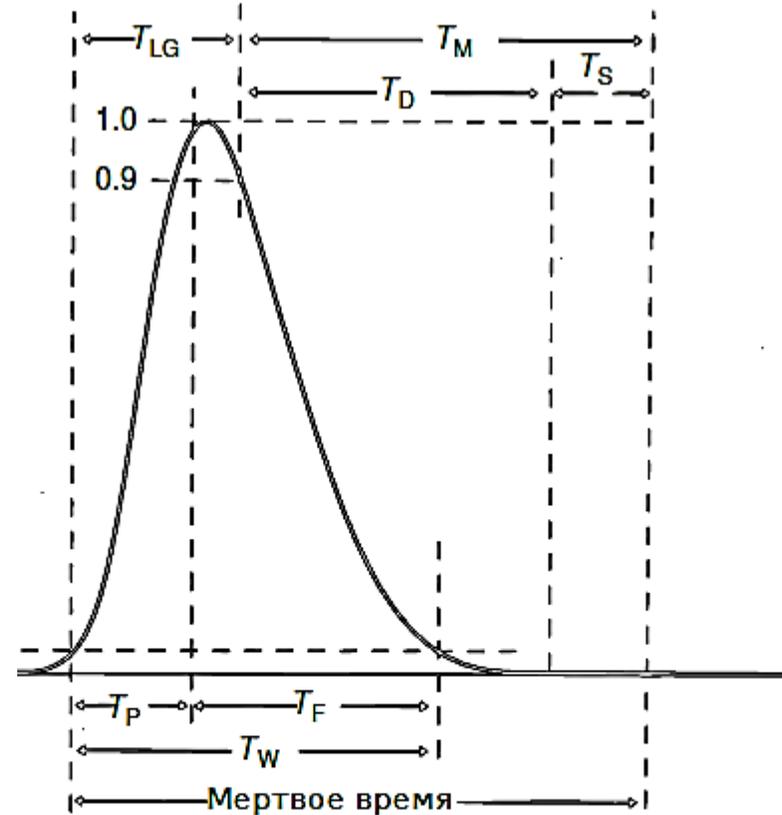


Рис. 2.23. Временные характеристики полугауссова импульса. Порог импульса эквивалентен дискриминатору нижнего уровня (ДНУ): T_P – время нарастания; T_{LG} – время стробирования импульса; T_F – время затухания импульса T_W – длительность импульса от порога до порога; T_D – время преобразования АЦП; T_S – время сохранения импульса в памяти; $T_M = T_D + T_S$ – время обработки импульса в МКА

2. Аппаратура для гамма-спектрометрии. Многоканальный анализатор. Мертвое время

Время преобразования T_D зависит от типа АЦП. В случае АЦП Уилкинсона оно зависит от частоты преобразования μ (обычно порядка 100 МГц) и номера канала N :

$$T_D = (N + X)/\mu + R, \quad (2.6)$$

где X – сдвиг шкалы АЦП в каналах (изначально он равен нулю, но может отличаться от нуля после градуировки АЦП на линейности шкалы), R – время, которое затрачивается на удлинение импульса (обычно 1,5 мкс).

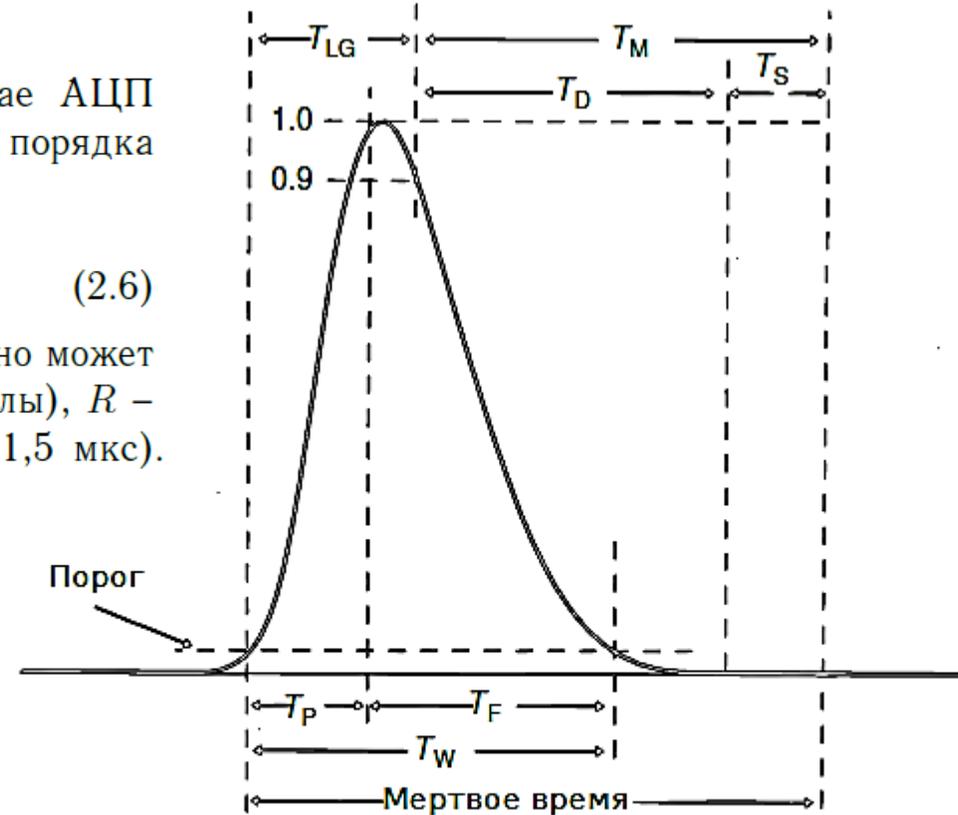


Рис. 2.23. Временные характеристики полугауссова импульса. Порог импульса эквивалентен дискриминатору нижнего уровня (ДНУ): T_p – время нарастания; T_{LG} – время стробирования импульса; T_F – время затухания импульса; T_W – длительность импульса от порога до порога; T_D – время преобразования АЦП; T_S – время сохранения импульса в памяти; $T_M = T_D + T_S$ – время обработки импульса в МКА

2. Линейность МКА

Подобно соотношению между напряжением импульса и энергией гамма-кванта отношение между номером канала и энергией гамма-кванта приблизительно линейно. Это соотношение можно представить уравнением:

$$X = mE + b, \quad (3.1)$$

где E – энергия в КэВ; X – номер канала; m – наклон прямой, КэВ/канал; b – точка пересечения прямой с осью X , КэВ.

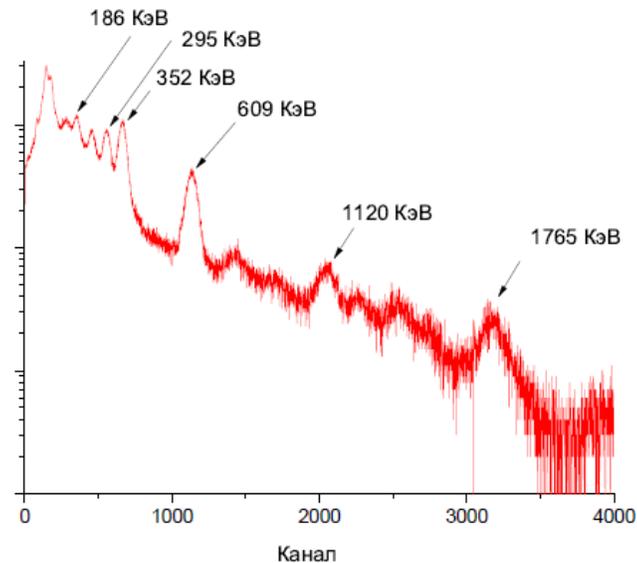


Рис. 3.1. Амплитудный спектр импульса источника ^{226}Ra , измеренный сцинтиллятором NaI-Tl.