

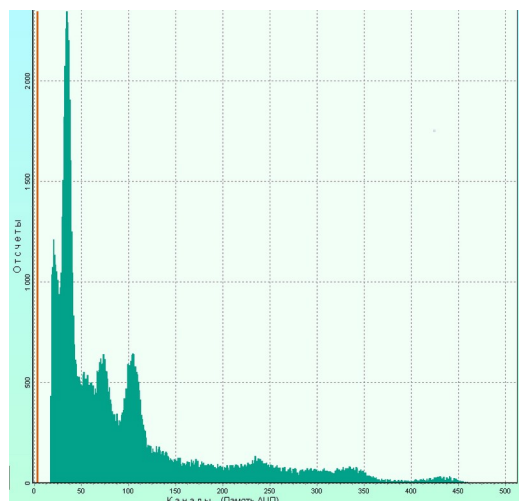
## *практическая работа «Детекторы ядерных излучений»*

### **Введение.**

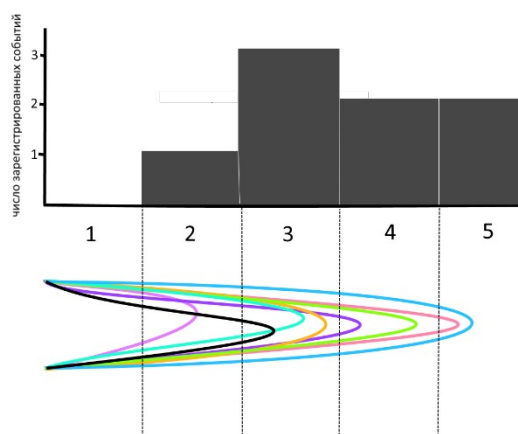
Радиация, с одной стороны, опасна для живых существ, а с другой – используется в медицине, промышленности, сельском хозяйстве и других сферах жизни, где является частью наиболее современных технологий. Для правильного использования необходимо её контролировать: не только уметь обнаружить, но и охарактеризовать, опознать тип, энергию, интенсивность.

Другое название радиации – ионизирующее излучение. То есть излучение, ионизирующее молекулы среды, в которой оно распространяется. Логично использовать именно это свойство излучения для его анализа.

Ионизация – микроскопическое явление, преимущественно заключающееся в образовании положительно заряженных молекул и потерявших с ними связь электронов. Однако если это происходит в области действия электрического поля, то образующиеся электроны приобретают упорядоченное движение в сторону положительно заряженного анода. Такое движение будет сопровождаться увеличением энергии электронов и ионизацией других молекул за счёт столкновения электронов с ними. В итоге лавина электронов создаёт импульс тока, который можно задетектировать специальными схемами. Величина этого импульса прежде всего зависит от энергии излучения, вызвавшего первичные акты ионизации, а также от приложенного напряжения. Принципы спектрометрии излучений не зависят от типа детекторов и заключаются в оцифровке приходящих аналоговых сигналов и дальнейшей их обработке. Получаемые спектры представляют собой гистограмму, в которой по оси абсцисс отложены номера каналов, а по оси ординат – количество событий, отнесённых к соответствующему каналу.



Для понимания формирования таких гистограмм обратимся к рисунку 2. Внизу на нём разным цветом изображены 8 сигналов, импульсов тока различных амплитуд. Номер канала соответствует некому диапазону величин амплитуды импульса. Каждый сигнал, в зависимости от его максимальной амплитуды, относится к тому или иному каналу. Количеству сигналов, отнесённых к конкретному каналу, соответствует длина его столбца. Как мы видим, на рисунке ни одно событие не соответствует каналу номер 1; один импульс имел амплитуду, соответствующую каналу номер 2; больше всего событий зарегистрировано в канале номер 3 (3 события); каналам 4 и 5 соответствует по 2 события.

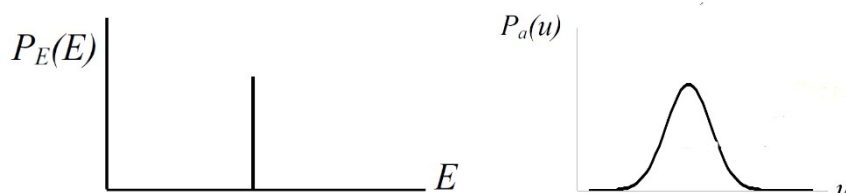


Важно понимать, что картина сильно зависит от величины электрического поля: например, при его уменьшении величины конечных сигналов пропорционально уменьшатся. На нашей картинке это могло бы отразиться в ситуации, что все события распределились между 1 и 2 каналами.

### Механизмы взаимодействия фотонов с веществом.

Заряженные частицы (протоны, электроны, ионы) легко детектируются, так как они сильно взаимодействуют с веществом и производят ионизацию, сталкиваясь с атомами. Фотоны высоких энергий ионизируют вещество опосредованно, через электроны. Фотонное излучение взаимодействует с веществом по 3 основным механизмам, каждый из которых отражается на спектрах: *фотоэффект, комптоновское рассеяние и образование пары электрон-позитрон.*

**Фотоэффект.** Фотоэффект заключается в передаче всей энергии гамма-кванта электрону вещества. Каждый гамма-радиоактивный изотоп обладает уникальным дискретным спектром гамма-квантов. Логично предположить, что фотоэффект (и последующее ускорение освобождённого электрона электрическим полем, усиление сигнала) должен ставить в однозначное соответствие гамма-линии номер канала. Однако на деле фотоэффект виден на спектрах не как пик шириной в один канал, а примерно следующим образом:



Такая форма объясняется, прежде всего, фундаментально: в микромире все явления носят вероятностный характер, и нельзя наверняка сказать, в каком направлении вылетит электрон, сколько энергии он потеряет в конкретном столкновении, как поведёт себя выбитый им вторичный электрон и т.д. Аппаратура все эти флуктуации усиливает и вносит свои: шумы, нестабильность напряжения. В итоге картина размывается, но события всё же сконцентрированы вокруг некоего канала. Распределение событий имеет вид пика и его принято аппроксимировать распределением Гаусса:

$$P(n) = A e^{-\frac{(n-n_m)^2}{2\sigma^2}}$$

, где

$n$  – номер канала

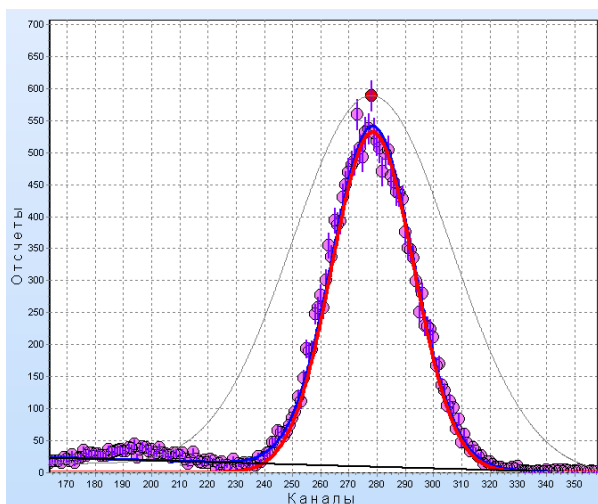
$P$  – количество событий в канале с номером  $n$

$A$  – параметр, определяющий высоту пика

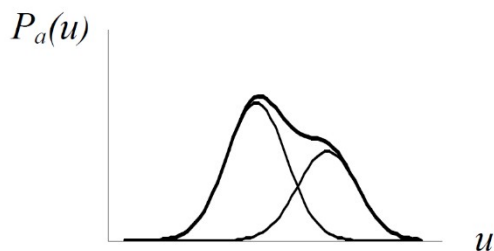
$n_m$  – положение максимума пика

$\sigma$  – величина, связанная с шириной пика

Спектрометрические программы автоматически подбирают параметры распределения, чтобы теоретическая кривая лучшим образом соответствовала экспериментальным данным пика. Таким образом узнаётся, прежде всего, номер канала, к которому действительно можно отнести энергию гамма-линии  $n_m$ .

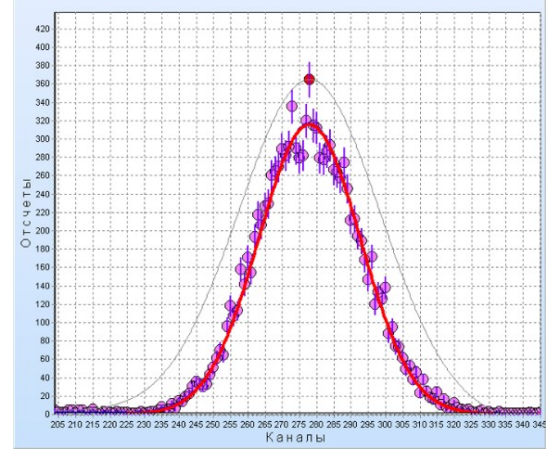
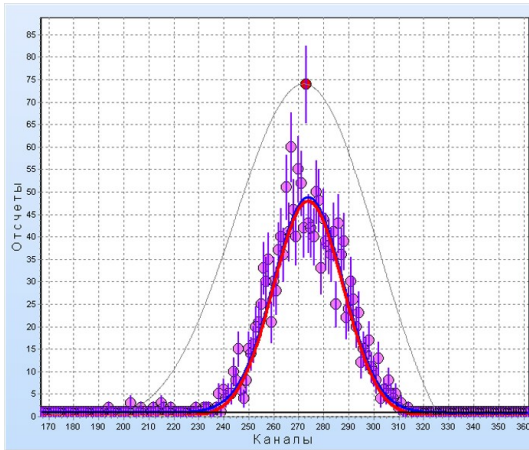


Другой важный параметр,  $\sigma$ , характеризует ширину пика, что влияет на разрешающую способность. Наглядно эту величину можно понимать, как минимальное расстояние между близкими сигналами, при котором программа воспринимает их как два различных пика. Если расстояние между ними меньше – в спектре они сливаются в один пик.



Важно понимать, что, чем дольше набирается статистика, тем чётче

вырисовывается распределение и с тем большей точностью подбираются параметры аппроксимации.



**Комптоновское рассеяние.** Этот эффект заключается в передаче части энергии фотона электрону вещества и изменении частоты фотона и направления его движения. Энергии освобожденных электронов имеют непрерывный спектр с максимальным значением

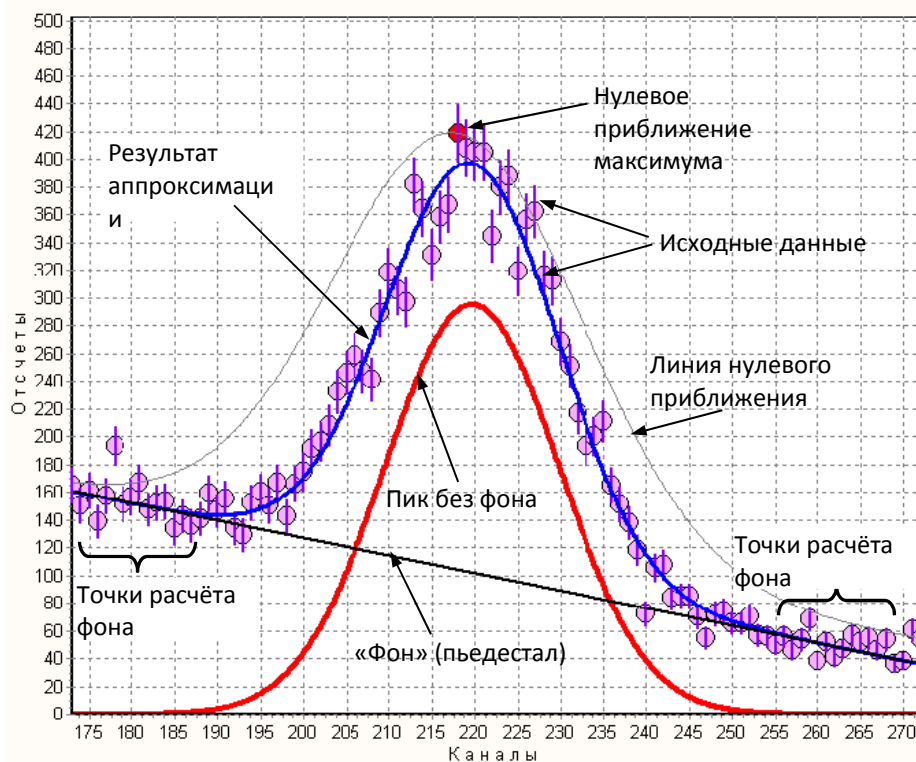
$$E_e^{max} = \frac{E_\gamma}{1 + \frac{m_e c^2}{2 E_\gamma}}$$

На спектрах каждая гамма-линия порождает «комптоновскую ступеньку» левее фотопика.



Часто детекторы записывают спектры с большим количеством гамма-линий, и многие фотопики располагаются на «пьедестале», создаваемом совокупным рассеянием от других гамма-линий. Чтобы учесть это явление, функция аппроксимации пика усложняется дополнительной линейной функцией

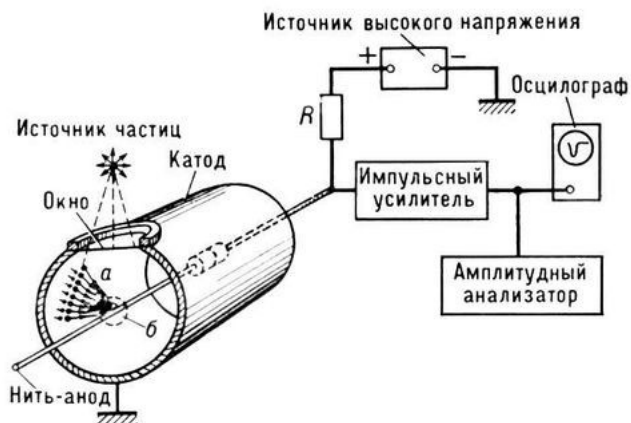
$$P(n) = C_0 + C_1 n + A e^{-\frac{(n-n_m)^2}{2\sigma^2}}$$



**Эффект образования пар.** При энергиях фотонов выше 1,02 МэВ появляется вероятность рождения электрон-позитронной пары в поле ядра. Позитрон в конце концов аннигилирует с каким-либо электроном вещества, рождая 2 фотона с энергиями 511 кэВ, распространяющихся в прямо противоположных направлениях. Эти фотоны способны спровоцировать фотоэффект, что отразится в появлении пика 511 кэВ в спектре, или рассеяться на свободном электроне (комpton-эффект).

### Виды детекторов.

**Пропорциональный счётчик.** Конструктивно пропорциональный счётчик прост: это цилиндр, наполненный газом, внутри которого проведена тонкая металлическая нить. Между стенками цилиндра (катодом) и нитью (анодом) создано напряжение. Излучение, попадая в объём детектора, ионизирует газ (обычно 90% аргона и 10% метана). Освободившиеся электроны, ускоряясь электрическим полем, вызывают вторичную ионизацию.



В зависимости от напряжения между катодом и анодом, такая конструкция (за небольшими изменениями) может обеспечивать работу в разных режимах: режим ионизационной камеры, когда сигнал на выходе пропорционален интенсивности излучения, но не энергии; режим счётчика Гейгера-Мюллера, где значительно повышается чувствительность за счёт очень высокого напряжения, из-за которого даже единичный акт ионизации провоцирует лавинообразный рост числа электронов; и, собственно, режим пропорционального счётчика, в котором возникают условия лишь для вторичной ионизации рабочего газа, но не для лавины электронов.

Если число пар ионов, созданных влетевшей в рабочее тело счетчика регистрируемой частицей, равно  $n$ , то число пар ионов, рожденных вторичной, ударной ионизацией будет равно  $K \cdot n$ . Величина  $K$  называется *коэффициентом газового усиления*. Если  $K$  не зависит от числа образованных в первичной ионизации пар ионов, то область вольтамперной характеристики называется пропорциональной. Коэффициент газового усиления зависит от напряжения питания, а также от геометрических размеров счетчика, сорта и давления газа в нем.

Область применения пропорциональных счетчиков достаточно обширна, что определяется их свойствами. Эффективность регистрации ими альфа-частиц, осколков деления, протонов, и мягкого гамма- и рентгеновского излучения (с энергией до 10–20 кэВ) близка к 100 %. Для таких измерений (особенно для измерений заряженных частиц) используют датчики с окнами из тонкой слюды или органических пленок. Иногда источник излучения помещается внутри объема.

Использование пропорциональных счетчиков для спектрометрии ограничено. В большинстве случаев системы на их основе уступают полупроводниковым и сцинтилляционным. Однако надёжность и простота дают возможность применять их, если не требуется высоко-энергетическое разрешение, для работы в области энергий  $\sim 0,2$  кэВ, где полупроводниковый детектор неприменим. По сравнению со сцинтилляционным детектором пропорциональные счетчики имеют лучшее энергетическое разрешение, меньшие шумы, нечувствительны к магнитному полю.

**Сцинтилляционный метод.** Сцинтилляционный детектор (рис.) состоит из сцинтиллятора, в котором ионизирующее излучение вызывает вспышку

люминесценции, и фотоэлектронного умножителя (ФЭУ), преобразующего световую вспышку в импульс электрического тока.

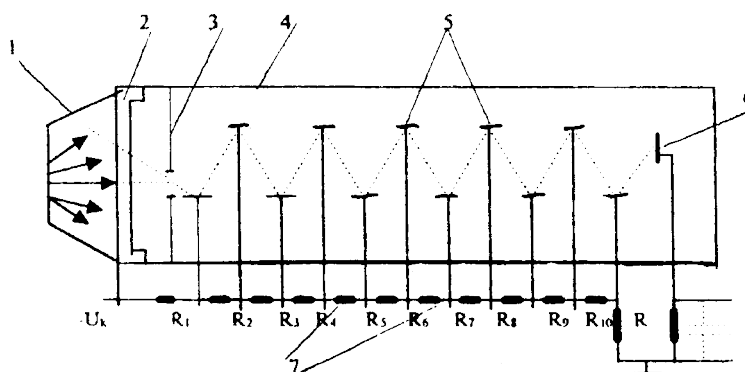


Схема сцинтилляционного детектора: 1 – сцинтиллятор; 2 – фотокатод; 3 – диафрагма; 4 – корпус ФЭУ; 5 – диноды; 6 – анод; 7 – делитель напряжения

Регистрация гамма-квантов с помощью сцинтилляторов имеет совершенно другой механизм, нежели в пропорциональном счётчике. Гамма-кванты, попадая в сцинтиллятор, освобождают электроны, которые, теряют свою энергию в столкновениях с атомами, причем энергия частиц расходуется на ионизацию и возбуждение атомов среды. Возбуждение атомов снимается в основном путем испускания квантов света характерной для данного вещества частоты. Обычно излучение, возникающее при этом, не покидает объём и поглощается в той же среде, переходя в энергию теплового движения. Люминесцирующие же среды прозрачны для своего излучения, и часть высвеченной энергии может выйти за их пределы.

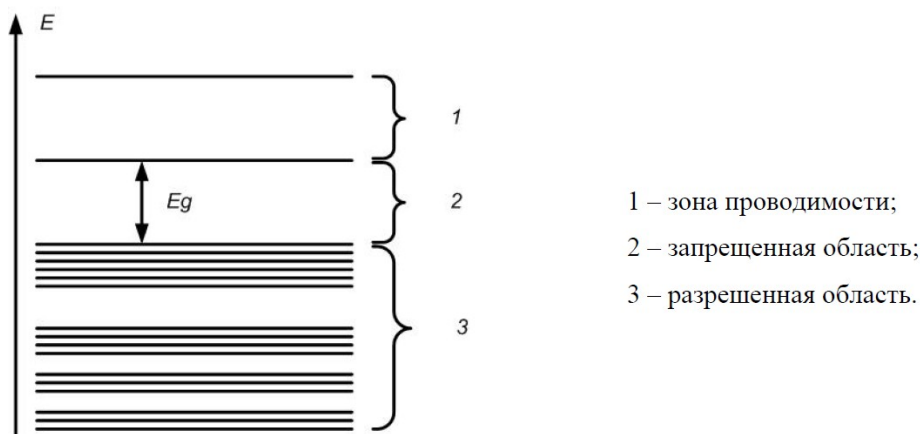
Световые кванты девозбуждения, покинувшие объём сцинтиллирующей среды и падающие на фотокатод, вызывают фотоэффект. Возникшие при этом фотоэлектроны попадают в электрическое поле, ускоряются и фокусируются на первом эмиттере. В результате столкновения электронов с веществом первого эмиттера происходит вторичная эмиссия. Электроны, выбитые из первого эмиттера, ускоряются в следующей межэлектродной промежутке и, попадая на второй эмиттер, вызывают в свою очередь вторичную эмиссию со второго и т.д. Таким образом, число электронов от эмиттера к эмиттеру лавинообразно нарастает. Электроны, чье число пропорционально интенсивности световой вспышки сцинтиллятора, с последнего эмиттера собираются на аноде фотоумножителя. Амплитуда импульса на выходе ФЭУ однозначно связана с величиной энергии, потерянной частицей в сцинтилляторе. Поэтому сцинтилляционный детектор может использоваться не только для подсчёта зарегистрированных частиц, но и для спектрометрии, т.е. для измерения их энергии.

$\gamma$ -кванты и нейтроны не являются заряженными частицами, но производят возбуждение сцинтилляторов опосредованно. Регистрация заряженных частиц (электронов, протонов и т.д.) может составлять 100 %.

Для высокоэнергетичных  $\gamma$ -квантов, в отличие от газоразрядных счетчиков, эффективность регистрации в сцинтилляционных детекторах может быть очень большой (50 или даже 100%).

Перечисленные свойства сцинтилляционных детекторов позволяют использовать их очень широко не только в экспериментальной физике, но также в радиохимии, радиобиологии, медицине, в дозиметрии излучений и в промышленности.

**Полупроводниковые детекторы.** В изолированном атоме любого вещества электроны находятся на определенных энергетических уровнях. В твердом теле атомы находятся на близких расстояниях друг от друга. Энергетические уровни для каждого изолированного атома расщепляются на  $N$  близко расположенных подуровней, так как на движение каждого электрона влияют электрические поля соседних атомов. Такая совокупность близко расположенных энергетических уровней образует зону. При расщеплении валентных уровней соответствующая им зона называется валентной. Электроны с энергией, соответствующей такой зоне, принадлежат всему кристаллу в целом, а не отдельному атому. Следующая зона, в которой электроны еще менее чем в валентной зоне связаны с атомами кристалла, называется зоной проводимости. Схема расположения этих зон показана на рис.



В диэлектриках зона проводимости и валентная зона разделены энергетическим зазором  $g E$  (запрещенная зона). Валентная зона заполнена полностью, а в зоне проводимости электроны отсутствуют. Если ширина запрещенной зоны больше 2 эВ (по некоторым источникам 3 эВ), то вещество считается изолятором, а если меньше 2 эВ, то полупроводником.

Для моделирования процесса образования тока может рассматриваться один из чистых, не имеющих нарушений кристаллической решетки и примесей полупроводник, например, кремний. Для кремния ширина запрещенной области  $g E = 1,09$  эВ. При температуре  $T = 0$  К в кремнии валентная зона заполнена полностью, а в зоне проводимости электронов нет, то есть он является изолятором. При повышении температуры за счет теплового движения валентные электроны могут приобрести энергию, достаточную для преодоления энергетической щели  $E_g$ , и перейти в зону



проводимости. Вероятность такого перехода экспоненциально возрастает с уменьшением ширины запрещенной зоны. Такая проводимость называется собственной, в отличие от примесной, о которой будет рассказано далее. Необходимо также отметить, что в полупроводнике при температуре  $T > 0$  носителями тока будут как электроны, находящиеся в зоне проводимости, так и электроны, находящиеся в валентной зоне. Последнее возможно потому, что после переброски электрона в зону проводимости, в валентной зоне остаются незаполненные места – дырки. Электроны, находящиеся вблизи верхней границы или потолка валентной зоны, получают возможность перемещаться под действием электрического поля, внося вклад в ток. Электропроводность будет тем больше, чем больше дырок в валентной зоне. Такую проводимость называют дырочной или  $p$ -проводимостью (от английского слова positive). Обычную или электронную проводимость называют  $n$ -проводимостью (от negative). Таким образом, носителями тока в полупроводнике являются электроны в зоне проводимости и дырки в валентной зоне. При обратном переходе электрона в валентную зону вакантный уровень заполняется, что эквивалентно процессу уничтожения или рекомбинации пары.

Для изготовления ППД используются в основном кремний и германий – четырёхвалентные элементы с простой структурой кристаллической решётки и ковалентными связями, полностью насыщенными при низкой температуре. Для этих кристаллов характерна малая ширина запрещённой зоны  $E_g$  и сравнительно высокая подвижность электронов и дырок.

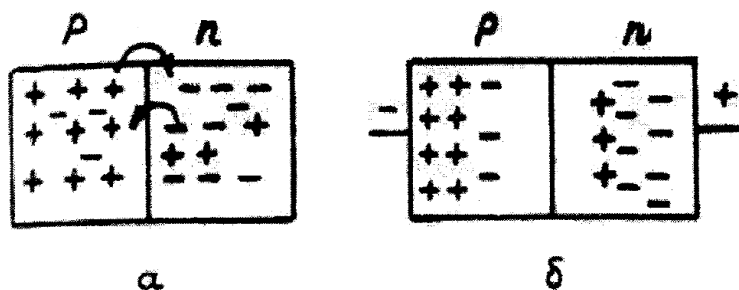
В реальном кристалле всегда имеются примеси. Из кремния особенно трудно удалять бор, германий очень сложно очищать от кислорода. При изготовлении ППД примеси вводят искусственно, используя для этого атомы пятивалентных (фосфор, мышьяк, рис. 4.2.21) или трёхвалентных (бор, алюминий) химических элементов. Это делается для создания так называемой «примесной» проводимости. Если в чистый полупроводник, например, кремний, ввести атом другого вещества, имеющий большую валентность (например, фосфор), то такой атом, заместив в кристаллической решетке атом кремния, принесёт с собой в кристалл добавочный («лишний») электрон. Четыре валентных электрона фосфора размещаются в валентной зоне кремния, тогда как пятому электрону, оставшемуся связанным с атомом примеси, отвечает локальное энергетическое состояние, расположенное в запрещённой зоне.

Такой электрон оказывается слабо связанным с атомом примеси, а его энергетический уровень, называемый донорным, находится вблизи зоны проводимости. Разность между образовавшимся таким образом уровнем в атоме донорной примеси и нижней границей зоны проводимости составляет всего около  $D dE \sim 0,05$  эВ.

В реальном полупроводнике обычно имеются примеси как донорного типа, так и акцепторного. Если преобладающей является донорная примесь, то  $n > n_p$ . В таком полупроводнике электроны являются основными носителями, дырки - неосновными носителями, а сам полупроводник называется полупроводником  $n$ -типа. Если же преобладающей является

акцепторная примесь, то  $n_p > n_n$ , основными носителями являются дырки - полупроводник p-типа.

Если теперь в какую-то часть p-полупроводника ввести донорные примеси, то в одном и том же полупроводнике будут две разные области, обладающие обоими типами проводимости. В отсутствие внешнего электрического поля электроны проводимости, поставляемые донорами, будут в основном находиться в n-области (см. рис. 4 а), так как электроны притягиваются положительным пространственным зарядом донорных ионов.



Дырки, поставляемые акцепторами, в основном находятся в p-области, ибо притягиваются отрицательно заряженными ионами акцептора. Однако на границе раздела p- и n- слоев, вследствие диффузии, электроны и дырки будут перемешиваться, т.е. дырки будут уходить в n-область, оставляя за собой отрицательный заряд, нескомпенсированный акцептором, а электроны, переходя в p-область, создают на границе n-области положительный заряд ионов доноров.

Таким образом, вследствие диффузии на границе p-n-слоя образуется двойной электростатический слой, электрическое поле которого прекращает дальнейшую диффузию электронов и дырок через границу слоя. Этот эффект в полупроводниковом счетчике значительно усиливается благодаря приложению к кристаллу внешнего электрического поля, такого, чтобы еще более усилить действие двойного электростатического слоя. Для этого к p-области приложено отрицательное напряжение, благодаря чему носители заряда-дырки подтянуты к отрицательному электроду, а электроны из n-слоя - к другому (положительному) электроду. Получаемая картина распределения носителей заряда в этом случае показана на рис.4,б. В результате внутри кристалла образуется сравнительно протяженная переходная область (обедненная область), в которой отсутствуют носители заряда - электроны и дырки. В этой области находятся лишь атомы исходного полупроводника, ионы акцепторов и доноров, образующие двойной электростатический слой. При прохождении через эту область ионизирующей частицы в ней вновь образуются носители заряда - электроны и дырки. Электрическое поле отсасывает их из чувствительной области. В результате во внешней цепи возникает импульс тока, пропорциональный количеству потерянной частицей энергии в объеме детектора.

Если сравнивать полупроводниковые детекторы с ионизационными камерами, то на образование одной пары носителей заряда в полупроводниковом счетчике требуется в  $\sim 10$  раз меньше энергии, чем в газах. Кроме того, высокая плотность вещества счетчика (в  $\sim 10^3$  раз выше, чем

плотность газов) позволяет получить существенно больший заряд на единице пути частицы в счетчике.

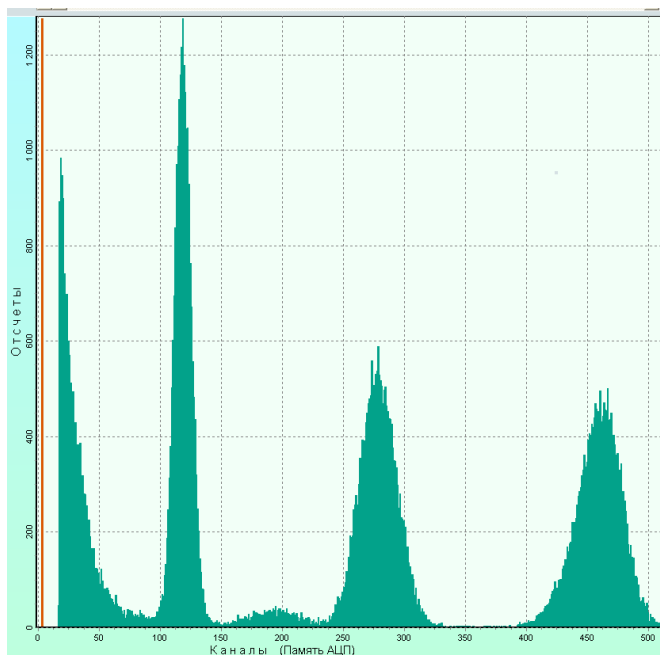
Вследствие этих причин точность измерения ионизации, создаваемой частицей в полупроводниковом счетчике, значительно выше, чем в ионизационной камере.

Кроме того, благодаря большой плотности и высокой тормозной способности в полупроводниковом счетчике могут полностью затормозиться не только  $\alpha$ -частицы, но даже сравнительно длиннопробежные частицы - электроны, протоны с умеренной энергией. В этом случае детектор позволяет измерить их энергию, т.е. работает как спектрометр полного поглощения.

По сравнению со сцинтилляционными детекторами полупроводниковый детектор имеет существенно более высокую способность разделять частицы с близкими энергиями. Это объясняется тем, что в сцинтиляторе на образование одного фотоэлектрона в системе, состоящей из сцинтилятора и фотоумножителя, расходуется энергия  $\sim 300$  эВ, т.е. в  $\sim 100$  раз больше, чем в полупроводниковом детекторе (кремний – 3,5 эВ, германий 2,9 эВ). Это одна из причин того, что в полупроводниковых счетчиках относительная флуктуация величины сигнала существенно меньше.

### Основные этапы работы со спектрами.

**Выбор высокого напряжения.** Высокое напряжение многократно усиливает эффекты микромира. Соответственно, вид спектра критически зависит от значения усиливающего напряжения. На рисунке показан вид сигнала от монохроматического излучения для 3 разных значений высокого напряжения на ФЭУ: 1300, 1450 и 1630 В (время записи каждого пика 100 с). Также на рисунке хорошо заметны шумы.



Как видно, при увеличении напряжения сигнал смещается вправо по оси абсцисс (что не удивительно, так как больший номер канала соответствует

большому значению сигнала).

Важно также заметить, что чем правее располагается пик на спектре, тем на большее количество каналов он «размывается». Это объясняется тем, что вместе с усилением уровня сигнала «усиливается» и его погрешность.

Высокое напряжение обычно подбирается из тех соображений, чтобы в диапазон измерений укладывалось как можно больше значимых пиков.

### **Калибровка по энергии.**

Распады абсолютного большинства радионуклидов сопровождаются испусканием уникальных гамма-квантов, причём обычно изотоп имеет целый набор характерных только ему линий, а не единственную энергию.

Для идентификации радионуклида необходимо определить энергию фиксируемого излучения. Спектрометры же относят сигнал не к значению энергии, а к номеру канала. Для соотнесения номера канала и энергии излучения используются калибровочные источники, в которых излучающий радионуклид заранее известен.

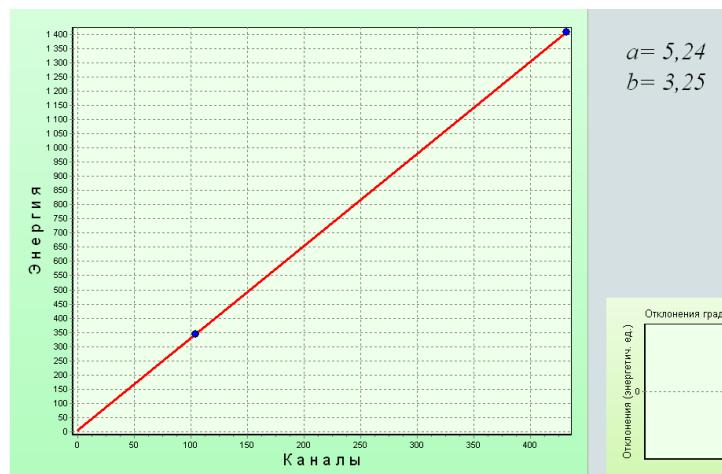
Когда спектр записан, вручную или в автоматическом режиме (аппроксимация пика) для интересующего пика определяется номер центрального канала. Ему приписывается соответствующая энергия гамма-линии.

Центральный канал фотопика	Энергия пика калибровочного источника
$n_1$	$E_1$
$n_2$	$E_2$
$n_3$	$E_3$
...	...

После применения этой процедуры к нескольким пикам становится понятной зависимость между номером канала и энергией регистрируемого излучения, и на практике эта зависимость с высокой точностью описывается линейной функцией

$$E = an + b$$

, где  $E$  – энергия излучения,  $n$  – номер канала,  $a$  и  $b$  – константы.



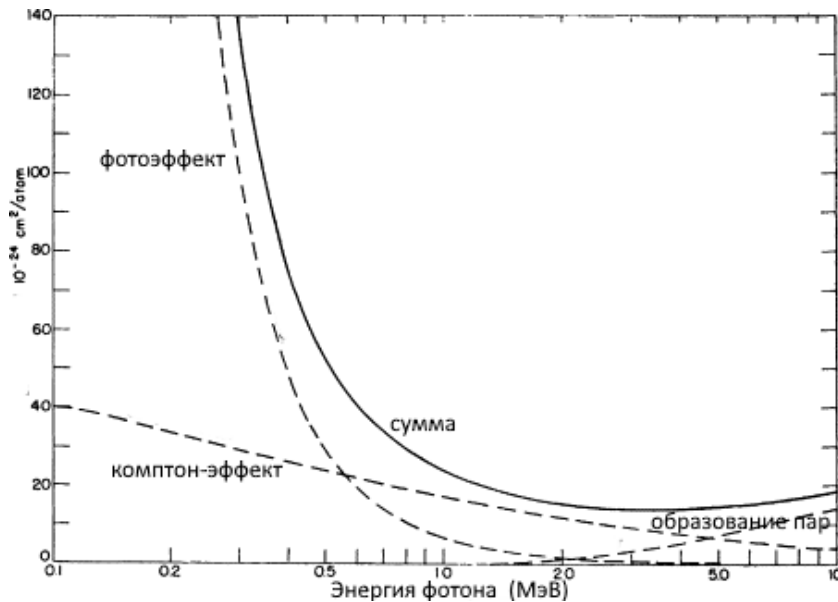
Имея известную энергетическую калибровку, возможно идентифицировать излучение от любого неизвестного радионуклида или смеси. Для этого достаточно с помощью аппроксимации или «на глаз» определить центральный канал фотопика и соотнести его с имеющейся калибровкой. Далее следует искать в существующих базах данных изотопы с близкими гамма-линиями. Как было сказано выше, обычно распад изотопов сопровождается целым каскадом гамма-квантов. Поэтому, идентифицировав некий изотоп по конкретной гамма-линии, логично проверить наличие в спектре других характерных ему линий.

Идентификация таким методом неминуемо имеет некоторую степень погрешности. Минимизировать её можно увеличением времени набора статистики, улучшением качества аппроксимации, но свести к 0 практически невозможно.

Важно понимать, что идентификацию важно проводить при том же значении усиливающего напряжения, при котором производилась калибровка.

### **Калибровка по эффективности.**

Чтобы по записанному спектру определить активность радионуклида, необходимо иметь кривую эффективности регистрации детектора. Эффективность регистрации гамма-квантов меняется на протяжении всего диапазона энергий и преимущественно зависит от двух факторов: вероятности различных видов взаимодействия фотонов с веществом и геометрии эксперимента. Качественное отношение вероятностей трёх основных механизмов взаимодействия фотонов для разных энергий представлены на рисунке.



Для построения кривой эффективности регистрации нужно записать спектр эталонного источника известной активности и построить следующую таблицу:

Энергия пика	Активность пика в спектре	«Эталонная» активность линии	Эффективность
$E_1$	$A_{1\text{эксп}} = \frac{I_1}{t_{\text{изм}}}$	$A_{1\text{теор}} = A \times \delta_1$	$\varepsilon_1 = \frac{A_{1\text{эксп}}}{A_{1\text{теор}}}$
$E_2$	$A_{2\text{эксп}} = \frac{I_2}{t_{\text{изм}}}$	$A_{2\text{теор}} = A \times \delta_2$	$\varepsilon_2 = \frac{A_{2\text{эксп}}}{A_{2\text{теор}}}$
$E_3$	$A_{3\text{эксп}} = \frac{I_3}{t_{\text{изм}}}$	$A_{3\text{теор}} = A \times \delta_3$	$\varepsilon_3 = \frac{A_{3\text{эксп}}}{A_{3\text{теор}}}$

, где  $E$  – энергии пиков, определённые с помощью энергетической калибровки;  $A_{i\text{эксп}}$  – экспериментальные активности пиков;  $I_i$  – интенсивности пиков в спектре;  $t_{\text{изм}}$  – время измерения спектра;  $A$  – абсолютная активность калибровочного источника на дату измерения спектра;  $A_{i\text{теор}}$  – интенсивность гамма-линии;  $\delta$  – квантовый выход линии, демонстрирующий, какая доля ядер изотопа сопровождается испусканием рассматриваемой линии.

Полученную зависимость эффективности регистрации от энергии можно аппроксимировать полиномом или «на глаз» (для конкретных значений энергии). На рисунке показан пример кривой эффективности регистрации полупроводникового детектора из сверхчистого германия.



Абсолютную активность конкретного источника можно найти в обратной процедуре, используя какую-либо  $i$ -ую линию, по формуле

$$A = \frac{A_{i \text{ экп}}}{\delta_i \varepsilon_i}$$

, где  $\varepsilon_i$  – эффективность регистрации прибора  $i$ -ой линии излучения, полученная в процедуре калибровки.

Так как эффективность зависит от взаимного положения источника и детектора, расчёт активности необходимо проводить по спектру, записанному в той же геометрии, при которой производилась калибровка по эффективности с эталонным источником.

## Упражнения.

### Идентификация источников на пропорциональном счётчике.

Произвести градуировку по энергии с помощью источника Cd по двум точкам.

Направить неизвестные источники на пропорциональный счётчик и идентифицировать их по энергии.

Направить источник X на пластину так, чтобы его прямое излучение не попадало в детектор. По излучению пластины идентифицировать её материал.

### Сравнение световых выходов двух сцинтилляторов.

Сцинтилляторы обладают высокой эффективностью регистрации, которая отражается в «световом выходе» – количестве квантов люминесценции, рождённых первичным излучением. Эту характеристику легко сравнить для различных сцинтилляторов.

Выставить на барабане источник  $^{137}\text{Cs}$ , установить сцинтиллятор «стильбен». Уставить примерные значения для «органических сцинтилляторов», указанные на установке. Набирать спектр в течение 30. Нажать справа «Счит. данных из АЦП». Выделить весь диапазон, проставив левой клавишей левую границу и правой – правую. Выписать количество

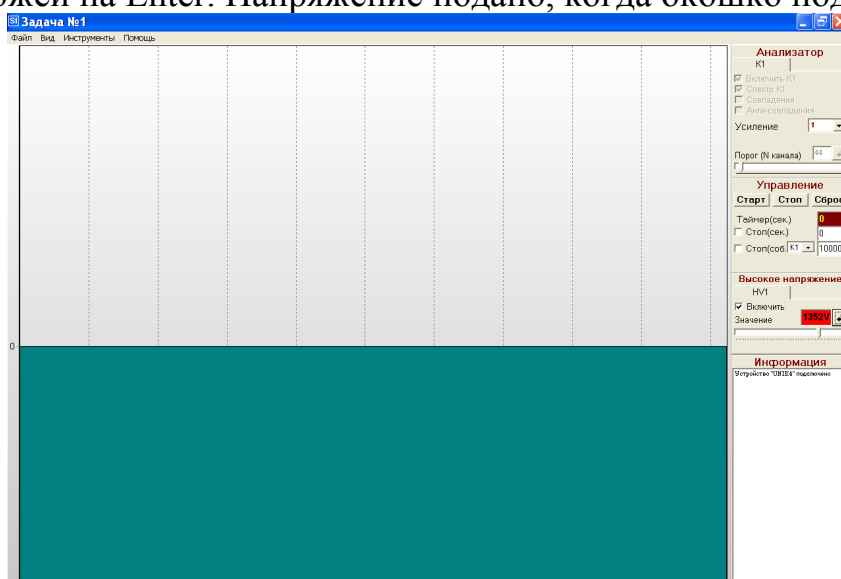
зарегистрированных событий.

Отключить напряжение, поменять сцинтиллятор, подать напряжение, проделать ту же процедуру.

Сравнить световые выходы.

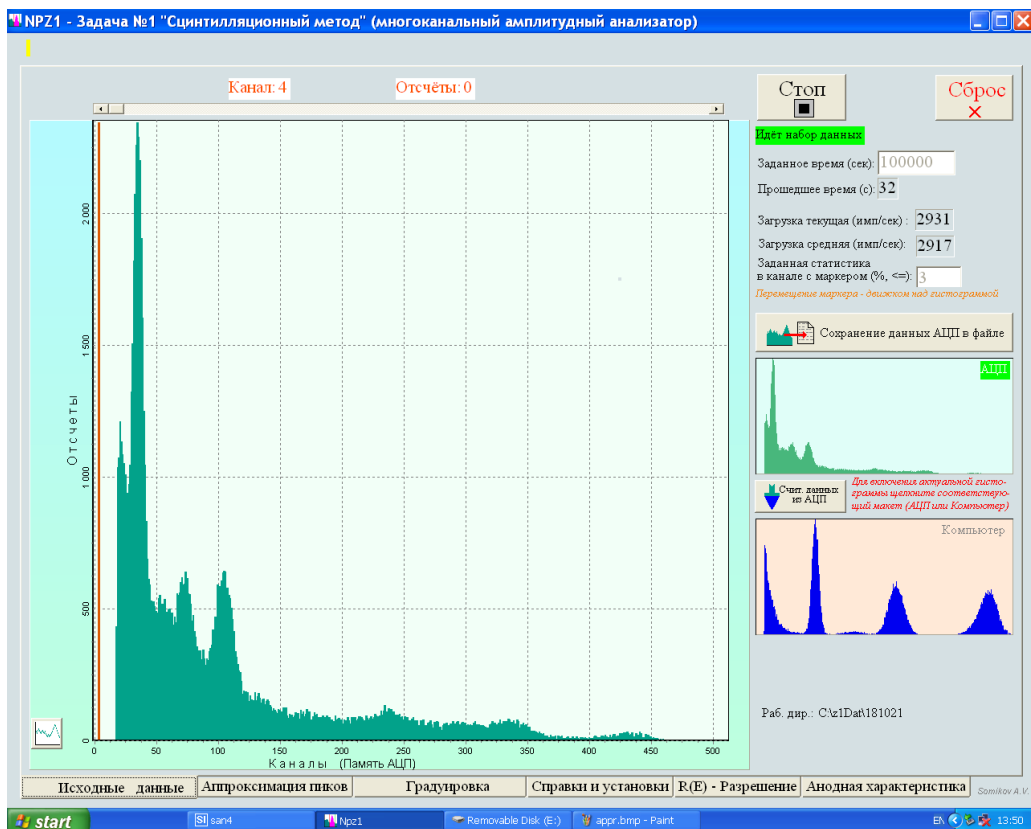
### Идентификация неизвестных источников на сцинтилляционном детекторе.

Установить сцинтиллятор NaI, выставить на барабане источник  $^{152}\text{Eu}$ . В программе San4 выставляется высокое напряжение и коэффициент усиления. Уставить примерные значения для сцинтиллятора NaI, указанные на установке. Напряжение выставляется после постановки галочки у «Включить» перетягиванием ползунка под надписью «Значение» мышью. После выставления значения требуется подать напряжение нажатием кнопки, похожей на Enter. Напряжение подано, когда окошко подсвечено красным.

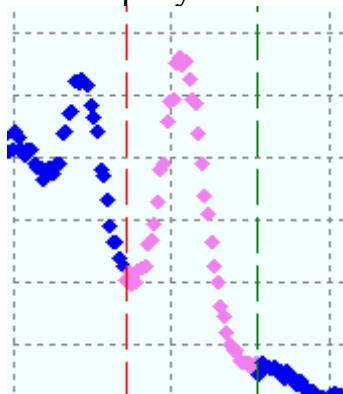


Изменением значения напряжения добиться того, чтобы все указанные пики европия растянулись примерно на 450-500 каналов. Когда это достигнуто, подождать набора данных хотя бы в течение 3 мин.

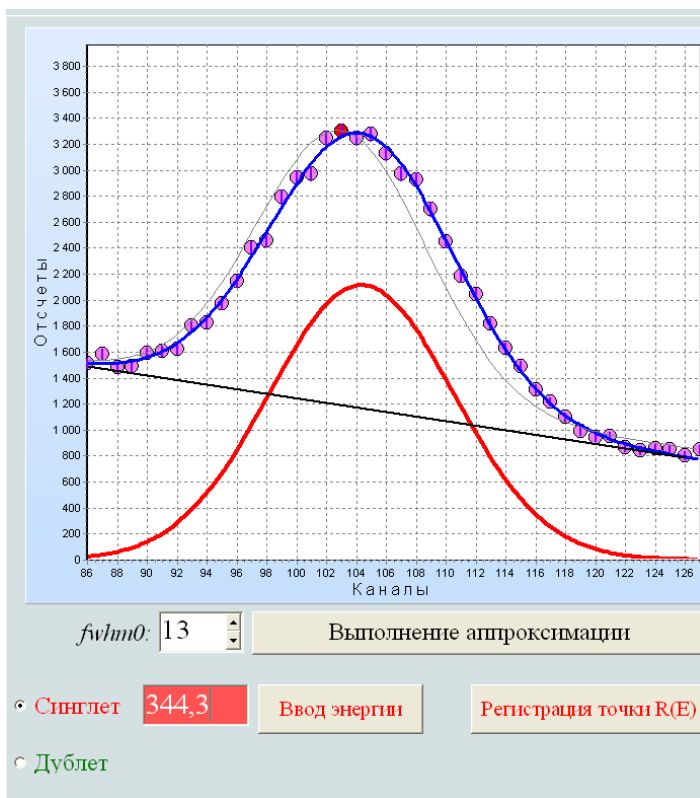




Присвоить пикам их табличные значения энергий. Для этого нажать справа «Счит. данных из АЦП». Выделить отдельный пик, проставив левой клавишей левую границу и правой – правую:



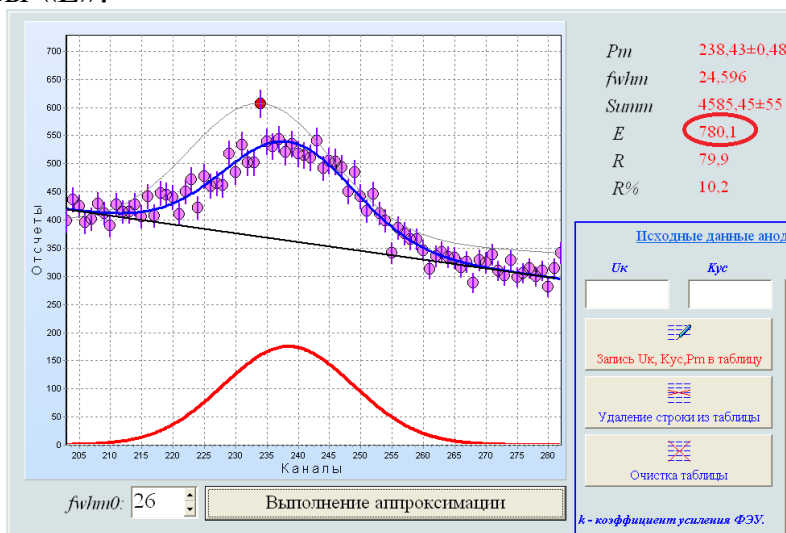
Далее нажать внизу «Аппроксимация». В открывшейся вкладке нажать «Выполнение аппроксимации», вписать значение энергии и щёлкнуть «Ввод энергии». Вернуться на вкладку «исходные данные» и повторить с каждым пиком.



Когда все пики обработаны подобным образом, перейти на вкладку «Градуировка», убедиться в линейности калибровки и сохранить её.

Вернуться на «Исходные данные», щёлкнуть на окно «АЦП» справа, выставить на барабане  $^{137}\text{Cs}$ , записать его спектр и добавить его пик на градуировку по уже отработанной методике. Идентифицировать его точку на прямой.

Выставить на барабане источник «X1», записать спектр. Выделить то, что считаете пиком, выполнить аппроксимацию и выяснить энергию. Она будет определена по выполненной калибровке и будет указана справа напротив буквы «E»:

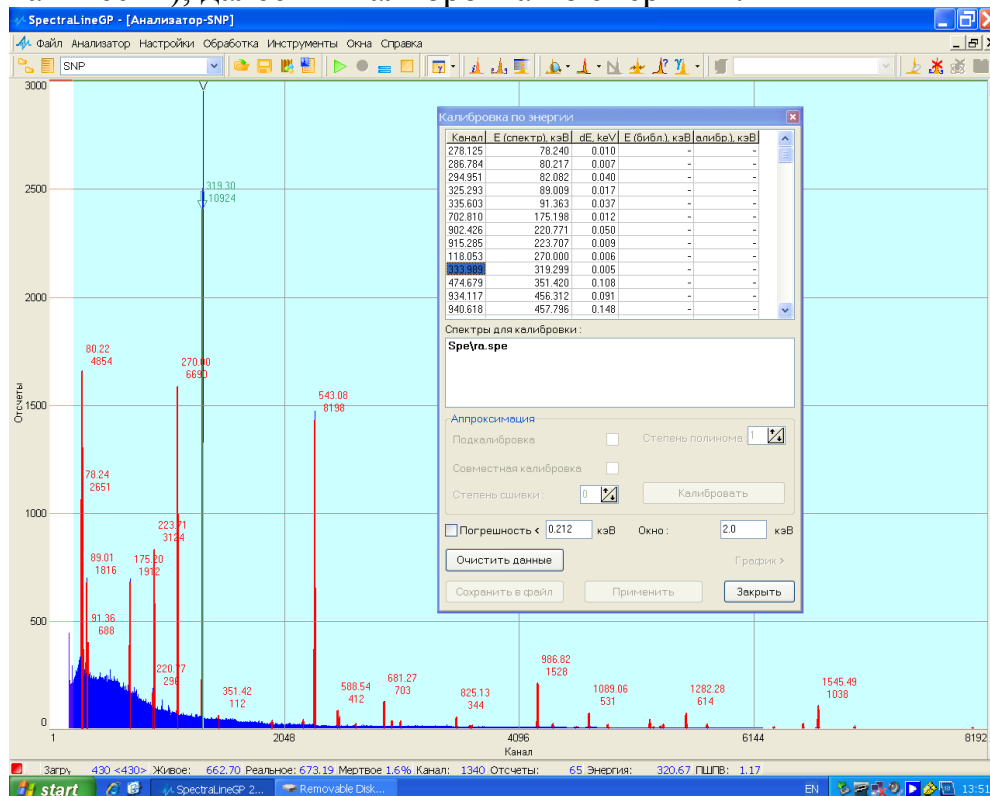


# Идентификация неизвестных источников и определение их активностей на полупроводниковом детекторе.

Интерфейс программы изображён на рисунке.

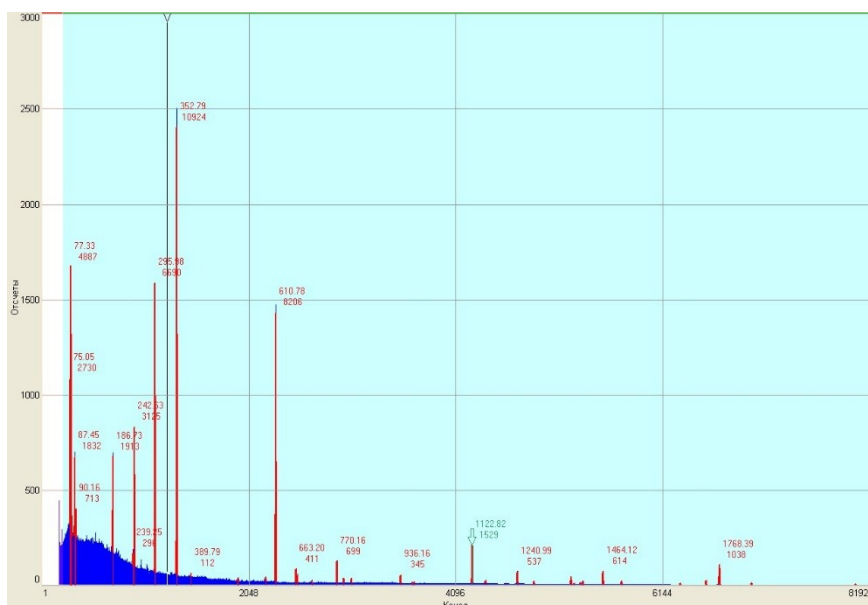


Для активации программы необходимо нажать «Включение конфигурации», затем «Пуск». Задать любое имя файла, не меняя директории. Нажать дважды «Ок» и начать запись спектра. Через 5 минут остановить кнопкой «Стоп», сделать «Поиск пиков» (программа идентифицирует пики автоматически), далее – «Калибровка по энергии».



У каждого найденного пика будет показана его энергия (верхнее число), определённая по заданной на данный момент энергетической калибровке, и количество отсчётов в пике (ниже).

Чтобы произвести калибровку, необходимо «Открыть текущую библиотеку нуклидов» (кнопка 3), развернуть изотоп Ra-226 и перетащить корректные значения энергий гамма-линий в столбец *E (библ)* в соответствии с рисунком ниже.



Нажать кнопку «Калибровать» (правее появится калибровочная кривая). Добиться адекватной калибровки. Нажать «Применить к спектрам» и «Сохранить калибровку в файл».

Калибровка по энергии закончена. Теперь нужно произвести калибровку детектора по эффективности. Для этого, пользуясь известной активностью источника, определёнными интенсивностями пиков, временем записи спектра и квантовыми выходами линий, которые можно найти в «библиотеке нуклидов», заполнить таблицу.

Записать спектры неизвестных изотопов. Определить их с помощью калибровки по энергии. Определить их активности с помощью калибровки по эффективности.