

---

# РАДИОМЕТРИЯ И СПЕКТРОМЕТРИЯ ИОНИЗИРУЮЩИХ ИЗЛУЧЕНИЙ

---

# ВВЕДЕНИЕ

- **Дозиметрия** - получение информации об экспозиционной дозе и мощности экспозиционной дозы и (или) об энергии, переносимой ионизирующим излучением или переданной объекту, находящемуся; в поле его действия.
- **Радиометрия** - получение информации об активности нуклидов, плотности потока и (или) о потоке ионизирующих частиц или фотонов, излучением, т.е. о числе частиц данного типа, испускаемых источником излучения.
- **Спектрометрия** - получение измерительной информации о спектре распределения ионизирующего излучения по одному или более параметрам характеризующим источники и поля ионизирующего излучения.

# Радиометрия

- Радиометрия (Радио- + греч. *metreo* измерять)
- 1) совокупность методов измерения активности радиоактивных веществ;
- 2) совокупность методов измерения энергии любого излучения.
- **Радиометрия** - измерение общей активности источника ионизирующих излучений, либо некоторой доли частиц или квантов, испускаемых им в пространстве. Может быть абсолютной и относительной.
- **Абсолютная радиометрия** — непосредственное определение активности источника ионизирующих излучений в беккерелях с помощью прямых методов без использования какого-либо радиоактивного стандарта. Для любого прямого метода Р. необходима определенная информация об источнике, например схема распада радионуклида, или введение целого ряда поправок к результатам измерений.
- **Относительная радиометрия** реализуется непрямыми методами, основанными на измерении активности источника в условиях, полностью идентичных предварительно проведенным измерениям первичного стандарта с известной активностью. Это означает, что при радиометрии источника и стандарта должны быть полностью воспроизведены геометрия и режимы измерений с использованием одной и той же радиометрической аппаратуры.

# Прямые методы

- $\beta$  —  $\gamma$ -совпадений, пригодный только для радиометрии радионуклидов с одновременным испусканием  $\beta$ -частиц и  $\gamma$ -квантов. Наиболее известна его разновидность — 4 $\pi$  $\beta$  —  $\gamma$ -совпадения, когда пропорциональный газонаполненный счетчик с 4 $\pi$ -геометрией регистрации  $\beta$ -частиц помещают между двумя сцинтилляционными детекторами  $\gamma$ -излучения с кристаллами NaI (Tl).

# Методы абсолютной радиометрии

- **Калориметрический метод** абсолютной радиометрии требует информации о величине средней энергии излучения на 1 распад и обеспечивает наибольшую точность среди других прямых методов радиометрии, позволяя стандартизовать источники радия и других радионуклидов с погрешностью всего 0,1—0,2%.

# Методы относительной радиометрии

- Основной метод относительной **радиометрии**— спектрометрический анализ излучения источника, позволяющий по энергии и интенсивности  $\gamma$ -линий спектра идентифицировать все радионуклиды источника, в т.ч. и его радиоактивные примеси, а также определять их активность при калибровке спектрометра по стандартным источникам тех же радионуклидов.
- Наиболее часто для относительной **радиометрии** по  $\gamma$ -излучению используют спектрометры с полупроводниковыми детекторами из сверхчистого Ge или Ge (Li) и со сцинтилляционными кристаллами из NaI (Tl).

# Методы относительной радиометрии

- основанный на применении жидкостных сцинтилляторов, предназначен для измерения концентрации низкоэнергетических  $\beta$ -излучателей  $^3\text{H}$  и  $^{14}\text{C}$  в различных растворах.
- Для относительной радиометрии используют также специальные ионизационные камеры, при калибровке которых с пересчетом показаний к нормальным условиям погрешность может быть снижена до 0,02%.

# Методы относительной радиометрии

- Методы относительной радиометрии широко применяют для решения медико-биологических задач, основными из которых являются: 1) радиационная гигиена и контроль радиационной безопасности, в т.ч. определение уровней радиоактивного загрязнения различных поверхностей оборудования, помещений, одежды и обуви, оценка содержания искусственных и естественных радиоактивных аэрозолей в воздухе помещений, определение концентрации радионуклидов в пробах почвы, воды, биологических тканей, пищевых продуктов и т.д., 2) радионуклидная диагностика, включая радиоиммунологический анализ, определение объема циркулирующей крови, плазмы и эритроцитов, объема операционных кровопотерь, радиометрия фасовок радиофармпрепаратов диагностического и лечебного применения.



# Цели радиометрии человека

- 1) идентификация и определение активности инкорпорированных радионуклидов, попадающих в организм при хроническом поступлении и (или) при радиационных авариях, с дальнейшей оценкой доз внутреннего облучения отдельных органов и всего тела;
- 2) определение содержания калия в организме по уровню естественного радиоактивного  $^{40}\text{K}$  при различных заболеваниях сердечно-сосудистой системы, желудочно-кишечного тракта и др.;
- 3) клиническая диагностика, основанная на радиометрии всего тела и отдельных органов после введения в организм соответствующего радиофармпрепарата и позволяющая выявлять и оценивать тяжесть заболеваний органов желудочно-кишечного тракта, нарушений белкового и водного обмена, диагностировать новообразования кожи полостных органов (по  $\beta$ -излучению  $^{32}\text{P}$ ) и др.

# РАДИОМЕТРИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ

## *исследования материалов и конструкций*

- Основаны на использовании источников ядерных (гамма-, бета-, нейтронного и др.) излучений и радиоактивных изотопов.
- *Гамма-метод* позволяет весьма точно определять объемный вес строительных материалов в процессе изготовления элементов конструкций и в готовых сооружениях без отбора образцов и взвешивания.
- ***Гамма-дефектоскопия*** основана на изменении плотности просвечиваемого объекта за счет раковин, каверн и пр. дефектов в материале.

# Сцинтилляционные детекторы

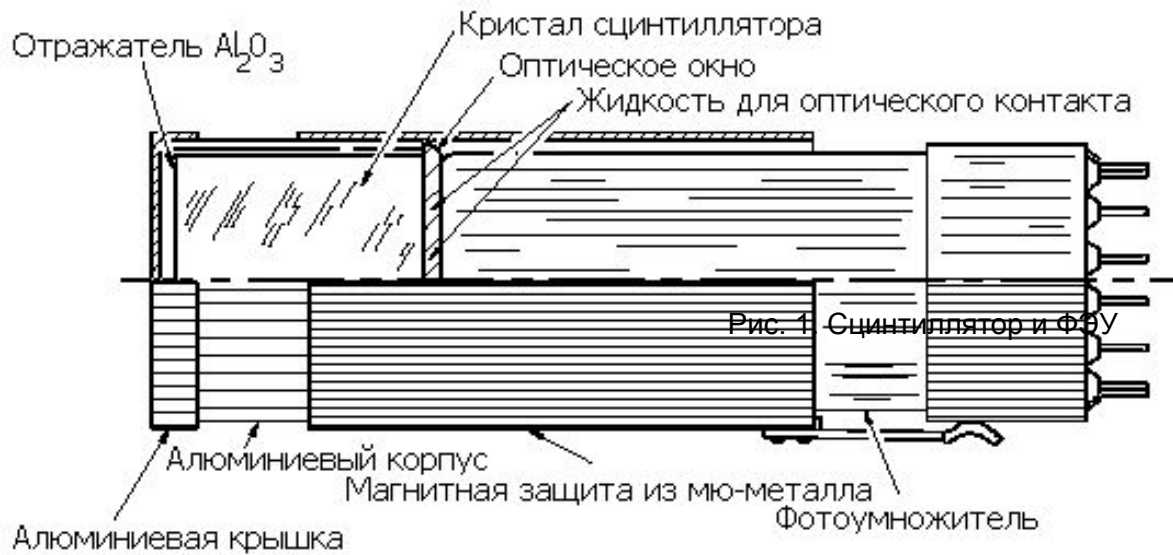


Рис. 1. Сцинтиллятор и ФЭУ

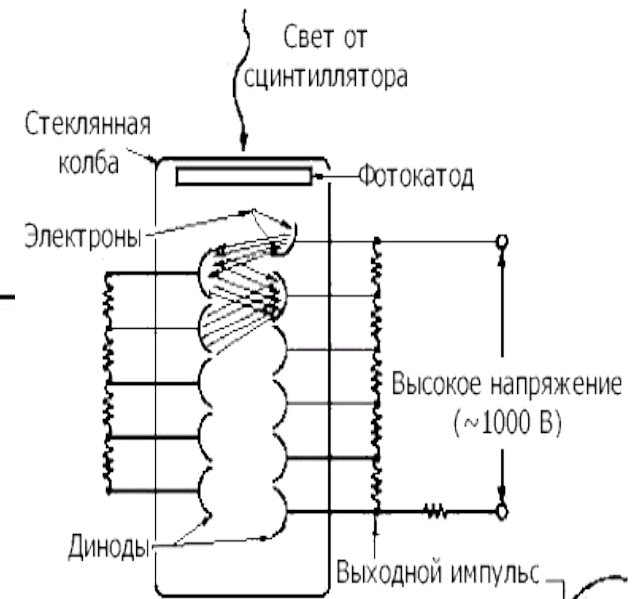
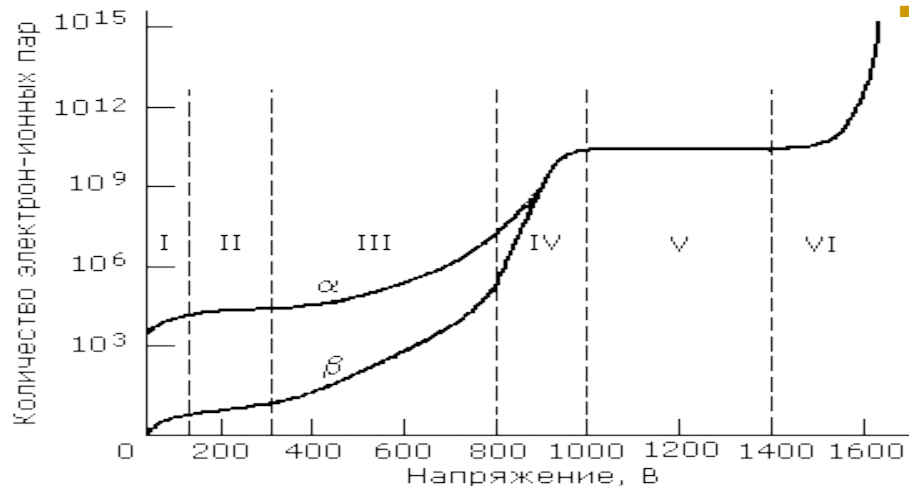


Рис. 2. Устройство ФЭУ

Световой выход - доля энергии регистрируемой частицы конвертируемая в энергию световой вспышки. Световой выход антрацена  $\sim 0.05$  или 1 фотон на 50 эВ для частиц высокой энергии. У NaI световой выход  $\sim 0.1$  или 1 фотон на 25 эВ. Принято световой выход данного сцинтиллятора сравнивать со световым выходом антрацена, который используется как стандарт. Типичные световые выходы пластиковых сцинтилляторов 50-60%.

# Детекторы ионизационного типа



## Газонаполненные детекторы

В **области I** происходят два конкурирующих процесса: сбор зарядов на электродах и рекомбинация ионов в газовом объеме. При увеличении поля скорость ионов увеличивается, что уменьшает вероятность рекомбинации, растет количество собранных зарядов и, соответственно, амплитуда сигналов. Эта область называется областью **рекомбинации** и для детектирования **не используется**. При увеличении напряжения амплитуда сигнала достигает насыщения и перестает расти с ростом приложенного напряжения.

■ На **участке II** практически все заряды, образованные в детекторе, собираются на электродах. Этот участок кривой называют областью насыщения. Именно в этой области работают **ионизационные камеры**.

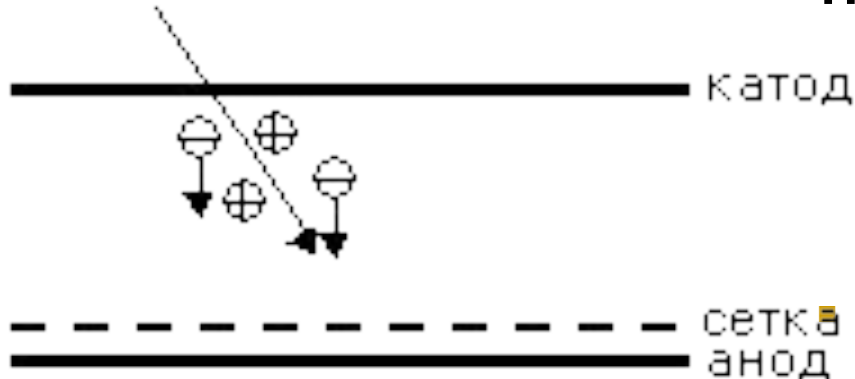
В **пропорциональной области (III)**. Электроны, образованные в результате первичной ионизации, приобретают достаточную энергию, чтобы вызвать ионизацию атомов или молекул газа. Происходит так называемое **газовое усиление**. Коэффициент газового усиления пропорционален приложенному напряжению. Это область работы **пропорциональных счетчиков** (камер).

**Область (IV)** - ограниченной пропорциональности.

**Участок V** газовое усиление возрастает настолько, что собираемый заряд не зависит от первичной ионизации. Это так называемая область **Гейгера - Мюллера**. Это область работы **счетчиков Гейгера-Мюллера**.

Дальнейшее увеличение напряжения приводит к **непрерывному разряду (область VI)**, поэтому эта область для регистрации частиц **не используется**.

# Ионизационная камера



**Пример.** Оценить величину тока от  $\alpha$ -частицы с энергией  $E = 5$  МэВ, полностью остановившейся в объёме ионизационной камеры (пробег такой  $\alpha$ -частицы в воздухе около 4 см).

Оценку сделаем для электронной компоненты тока. Вычислим число электронов, образовавшихся в объёме ионизационной камеры

$$n_e = E/\varepsilon \approx 5 \text{ МэВ}/35 \text{ эВ} \approx 1.5 \cdot 10^5.$$

Это соответствует собранному заряду  $1.5 \cdot 10^5 \times 1.6 \cdot 10^{-19}$  Кулон =  $2.4 \cdot 10^{-14}$  Кл. Средняя величина электронного тока  $\langle i_e \rangle$

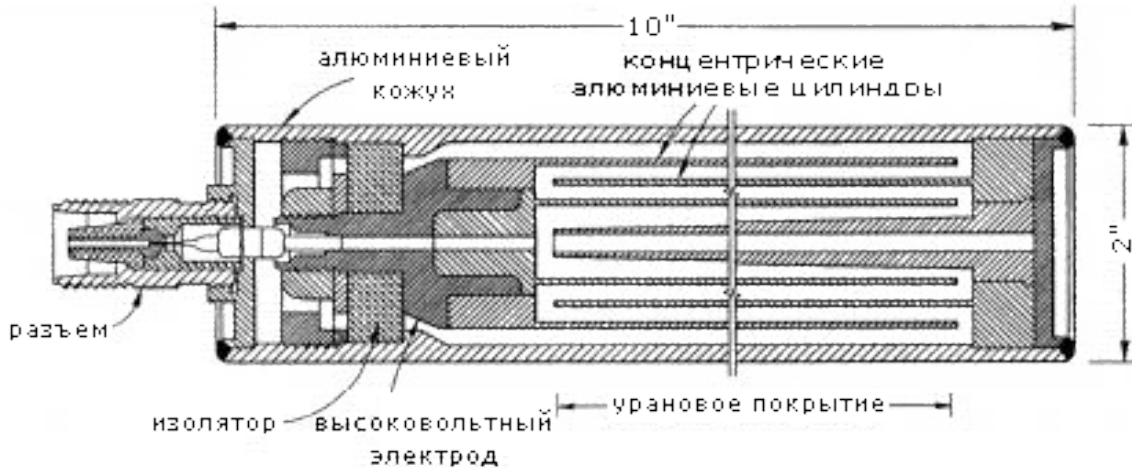
получается делением  $n_e$  на время сбора электронов  $\tau = 10^{-6}$  с:

$$\langle i_e \rangle = n_e/\tau = 2.4 \cdot 10^{-14} \text{ Кл}/10^{-6} \text{ с} = 2.4 \cdot 10^{-8} \text{ А}.$$

- **Схема ионизационной камеры**
- Временное разрешение ионизационной камеры определяется временем сбора зарядов.  $10^{-6}$  с.

- $n_e = E/\varepsilon \approx 5 \text{ МэВ}/35 \text{ эВ} \approx 1.5 \cdot 10^5.$
- Это соответствует собранному заряду  $1.5 \cdot 10^5 \times 1.6 \cdot 10^{-19}$  Кулон =  $2.4 \cdot 10^{-14}$  Кл. Средняя величина электронного тока  $\langle i_e \rangle$  получается делением  $n_e$  на время сбора электронов  $\tau = 10^{-6}$  с:
- $\langle i_e \rangle = n_e/\tau = 2.4 \cdot 10^{-14} \text{ Кл}/10^{-6} \text{ с} = 2.4 \cdot 10^{-8} \text{ А}.$

# Камера деления

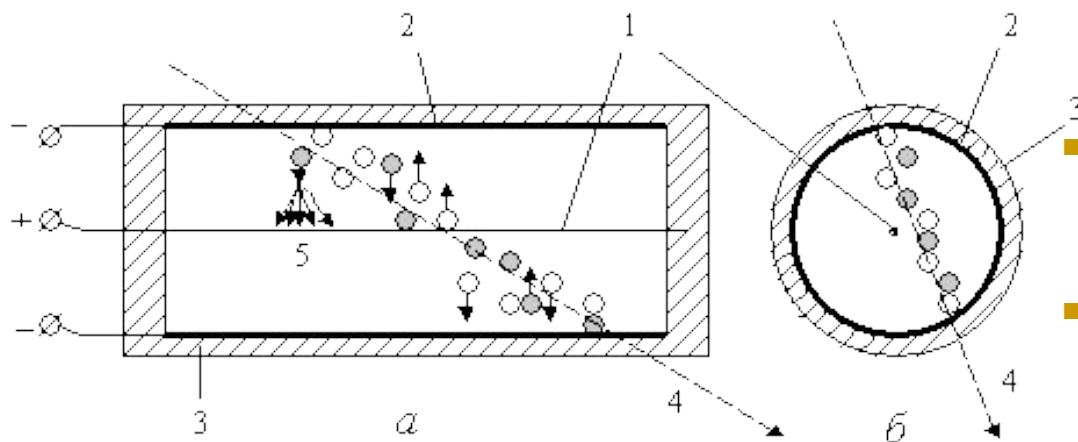


- **Схема камеры деления.**

Размеры камер деления могут быть в несколько раз меньше, чем на рисунке

- Внутреннюю поверхность такой ионизационной камеры покрывают тонким слоем делящегося вещества ( $^{235}\text{U}$ ,  $^{238}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$ ,  $^{232}\text{Th}$ ).

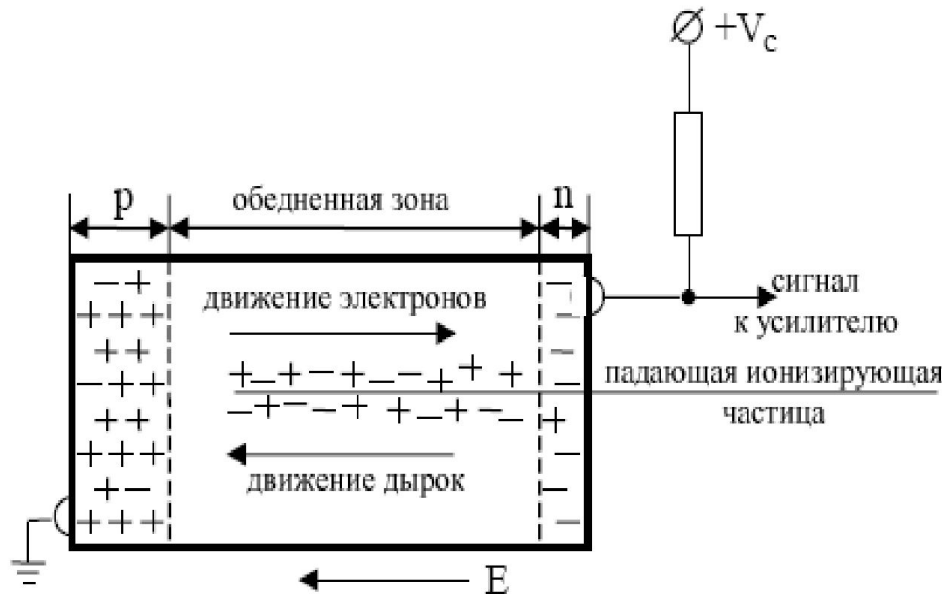
# Пропорциональный счётчик



- коэффициент газового усиления может достигать  $10^3-10^4$ .
- Временное разрешение пропорционального счётчика может достигать  $10^{-7}$  с.

- Рис. 1. Схема пропорционального счётчика в продольном (а) и поперечном (б) разрезах (аналогично устроен счётчик Гейгера и цилиндрическая ионизационная камера): 1 - нить-анод, 2 - цилиндрический катод, 3 - изолятор, 4 - траектория заряженной частицы, 5 - электронная лавина. Электроны и ионы, созданные частицей в результате первичной ионизации атомов инертного газа, показаны соответственно темными и белыми кружочками.

# Полупроводниковые детекторы



- Энергетическое разрешение германиевых детекторов при регистрации  $\gamma$ -квантов достигает 0.1%, что в десятки раз выше, чем у сцинтилляционных детекторов. Временное разрешение лучших полупроводниковых детекторов  $10^{-8}$ - $10^{-9}$  с.



# СПЕКТРОМЕТРИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ

■ **Эффективность регистрации излучения** Вероятность регистрации ионизирующей частицы (излучения) при прохождении через рабочую среду детектора определяется вероятностью передачи частицей своей энергии, частично или полностью, рабочей среде. Эта вероятность зависит от вида излучения, его энергии, плотности рабочей среды детектора, его размеров и геометрии измерений. Она определяется выражением:

$$p = 1 - \exp(-mrl),$$

■ где  $m$  - массовый коэффициент поглощения излучения данного вида и энергии в рабочей среде ( $\text{см}^2/\text{г}$ ),  $r$  - плотность среды,  $l$  - средняя длина пробега частиц в среде.

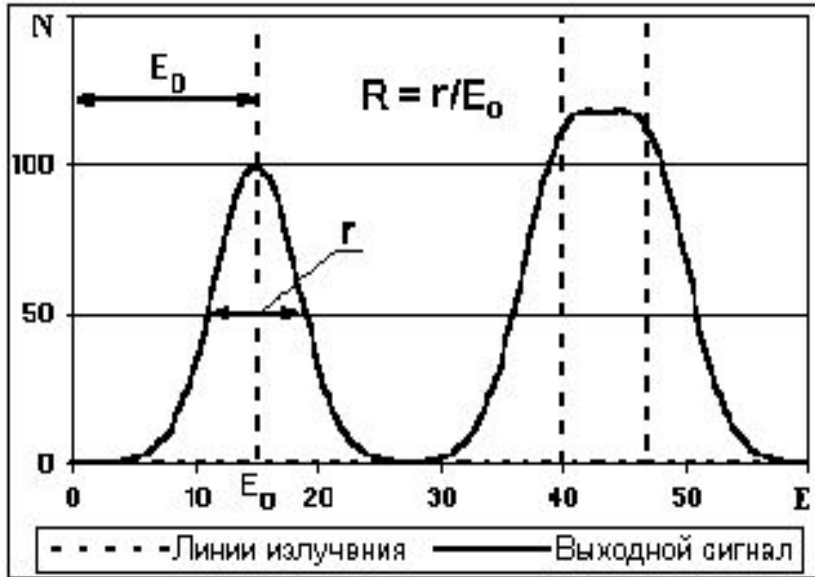


Размеры монокристаллов NaI (диаметр x высота)  
— 30 x 20 мм    - - 60 x 40 мм    - - 120 x 120 мм  
— 30 x 20 мм с экраном 2 мм Fe

■ **Эффективность регистрации излучения** является энергетической пространственно-угловой функцией вероятности процесса взаимодействия излучения с рабочей средой детектора. Она может иметь средние значения от 0 до 1.

■  $\epsilon(E) = n / (s \cdot \phi(E))$ , где  $s$  - площадь входного окна детектора (для изотропных детекторов - площадь сечения),  $\phi(E)$  - плотность потока излучения,  $n$  - частота актов регистрации выходных сигналов детектора.

# Энергетическое разрешение детекторов



- $R = r/E_0$ , где  $E_0$  - энергия центра распределения.
- При аппроксимации фотопика функцией Гаусса имеет место:
- $r = 2.36 \sigma$ , где  $\sigma$  - среднее квадратическое отклонение энергии зарегистрированных сигналов от среднего значения  $E_0$ .

- При удельной энергии  $e$  на образование первичных носителей заряда, формирующих выходной сигнал, среднее число носителей заряда  $N$  при поглощении частицы с энергией  $E$ , дисперсия их числа и значение относительного энергетического разрешения равны:
- $N = E/e$ ,  $\sigma^2 = F N$ ,  $R = 2.36 \sigma / N$ .

где  $F$  - поправочный коэффициент на частичное нарушение статистики процесса. Значение коэффициента  $F$  для каждого типа, размеров и конструкции детектора определяется индивидуально.

При известном разрешении детектора  $R_1$  для энергетической линии  $E_1$  оценка разрешения  $R_2$  для любой другой энергии  $E_2$  может производиться по формуле:

$$R_2 = R_1 \sqrt{E_1 / E_2}$$

## Таблица В1. Удельная энергия преобразования и энергетическое разрешение детекторов по энергетической линии излучения 662 кэВ.

| Детекторы         | Материал рабочей среды | $\varepsilon$ , эВ | R, %    |
|-------------------|------------------------|--------------------|---------|
| Полупроводниковые | Германий               | 2.96               | 0.2-0.8 |
|                   | Кремний                | 3.67               | 0.3-1.0 |
| Газонаполненные   | Ксенон                 | 21                 | 1.2-1.6 |
|                   | Криптон                | 23                 | 1.4-1.8 |
|                   | Аргон                  | 26                 | 1.5-1.9 |
| Сцинтилляционные  | NaI(Tl)                | 250-300            | 6-8     |
|                   | CsI(Tl)                | 600-700            | 8-9     |
|                   | Антрацен               | 500-600            | 7-9     |
|                   | Стильбен               | 900-1100           | 10-12   |
|                   | Пластмасса             | 1000-1500          | 10-15   |
|                   | Жидкость               | 1000-2000          | 10-17   |

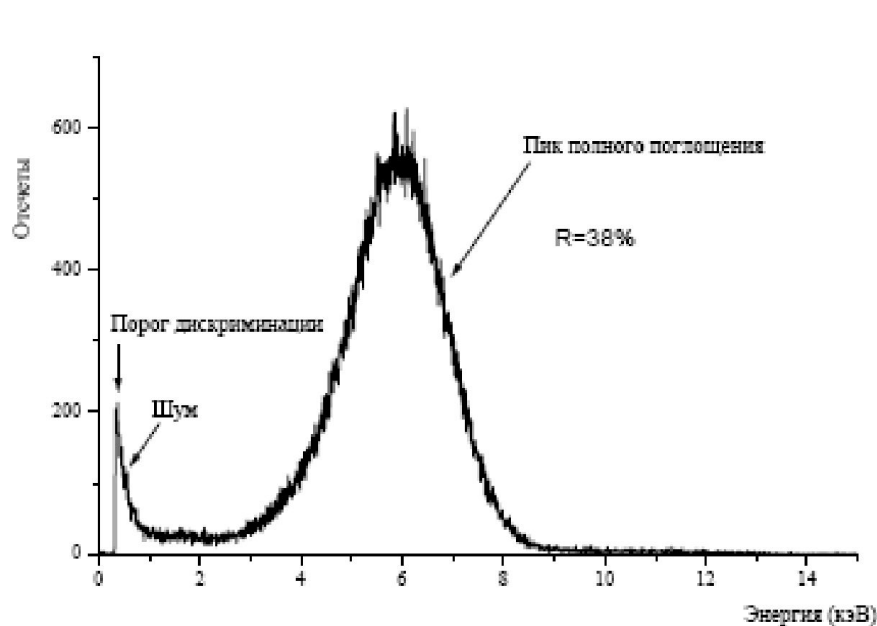
# Сцинтилляционные детекторы электромагнитного излучения

- • *Конверсионная (сцинтилляционная) эффективность* – отношение энергии световой вспышки к энергии, выделившейся при регистрации кванта. От этой характеристики зависит в основном энергетическое разрешение.
- Конверсионная эффективность наиболее распространенного сцинтилляционного кристалла NaI(Tl) составляет 8-13% и условно принята за «1».
- **Время высвечивания** – временной интервал, в течение которого интенсивность вспышки затухает в  $e$  раз. Эта характеристика сцинтиллятора определяет предельно достижимую скорость счета.

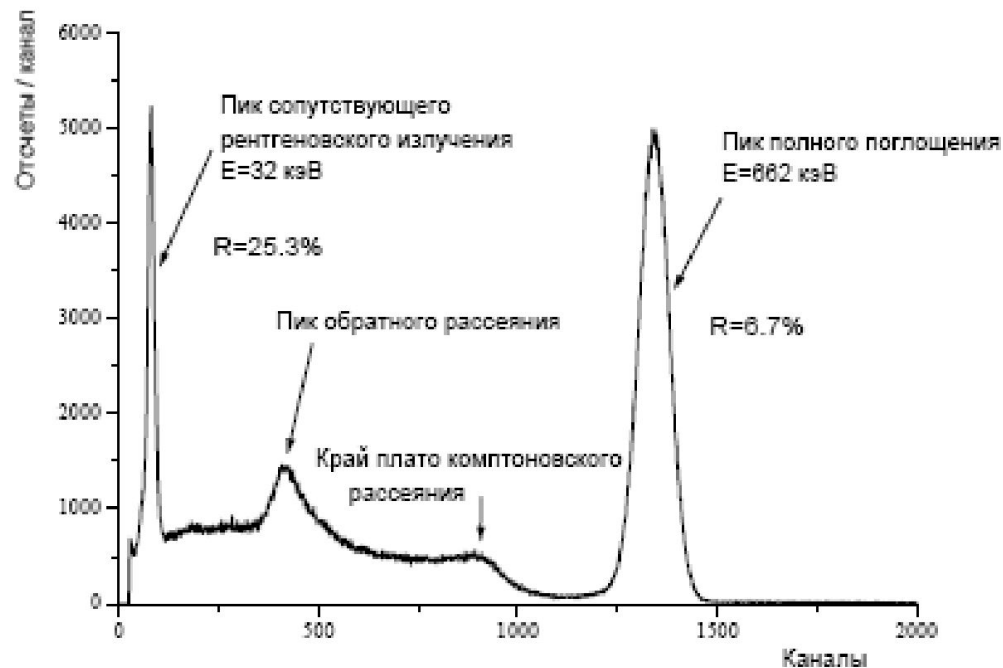
## Параметры некоторых распространенных неорганических сцинтилляторов.

| Материал  | Z  | Относительная<br>сцинт.<br>эффективность,<br>% | Плотность<br>г/см <sup>3</sup> | Время<br>высвечив.,<br>мкс |
|---|----|--|--------------------------------|----------------------------|
| NaI(Tl)   | 50 | 100  | 3.67                           | 0.25                       |
| CsI(Tl)   | 54 | 50   | 4.51                           | 1                          |
| Bi <sub>4</sub> Ge <sub>3</sub> O <sub>12</sub> (BGO) | 74 | 15   | 7.13                           | 0.36                       |
| BaF <sub>2</sub>                                      | 54 | 16.5   | 4.88                           | 0.62 0.008                 |
| Lu <sub>2</sub> SO <sub>4</sub> :Ce (LSO)             | 66 | 53 23  | 7.4                            | 0.074 0.012                |
| YAlO <sub>3</sub> :Ce (YAP)                           | 36 | 1 39   | 5.35                           | 0.246 0.031                |

**Энергетическое разрешение - R - определяется как отношение ширины распределения на половине высоты к положению максимума.**



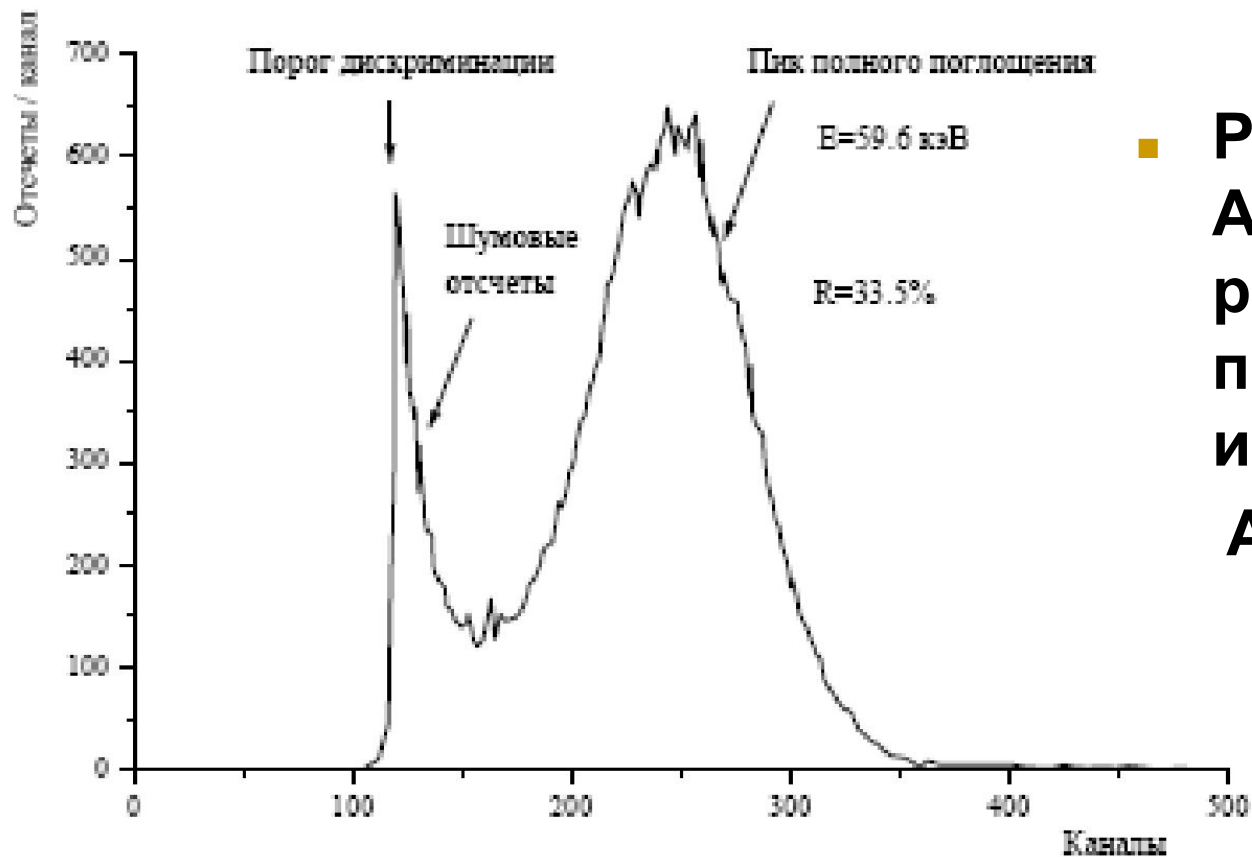
■ **Рис.1 Амплитудное распределение, полученное на выходе сцинтилляционного блока детектирования с кристаллом NaI(Tl) при регистрации излучения  $^{55}\text{Fe}$ .**



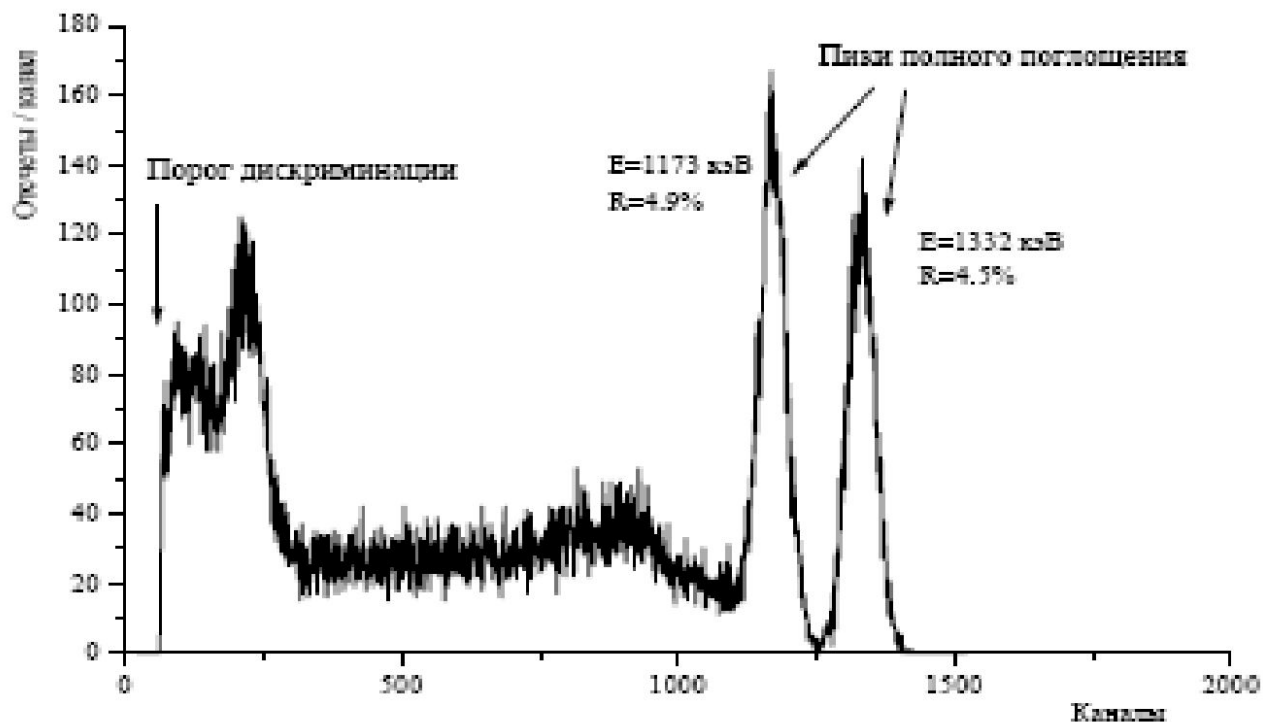
■ **Рис.2. Амплитудное распределение, полученное от  $^{137}\text{Cs}$ . Кристалл CsI(Tl)**



# Сцинтиляционные детекторы с полупроводниковыми фотоприемниками



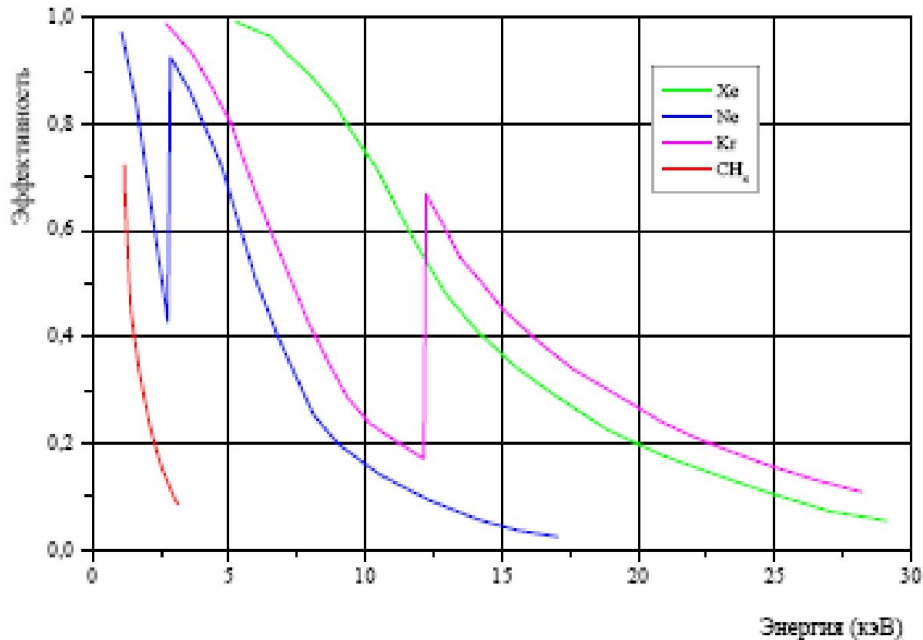
■ Рис.3.  
Амплитудное  
распределение,  
полученное от  
источника  
Am-241.



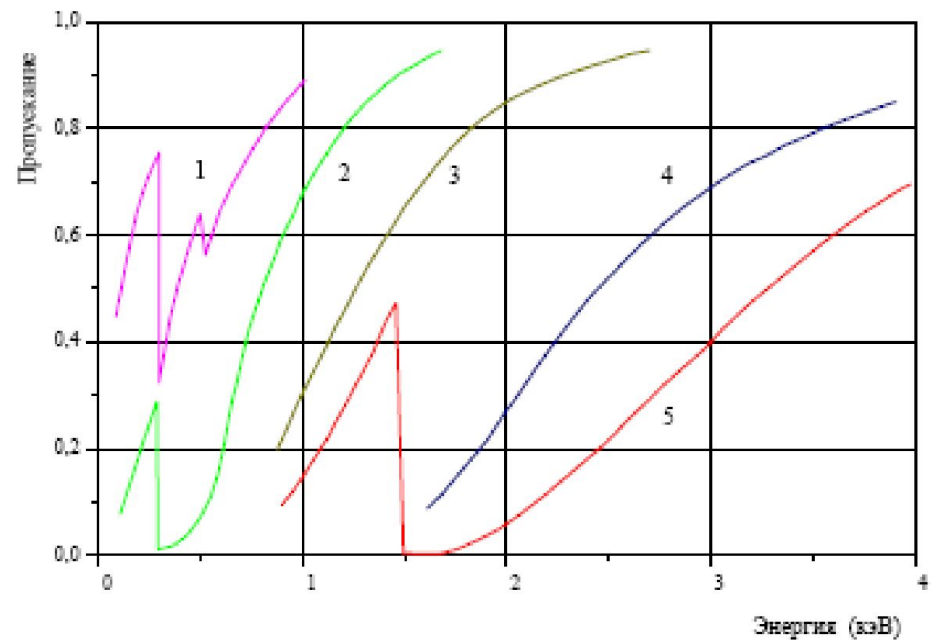
- **Рис.4. Амплитудное распределение, полученное от источника Co-60. Кристалл объемом 20 см<sup>3</sup>, р-і-n фотодиод площадью 10x10 мм<sup>2</sup>**



# Пропорциональный счетчик

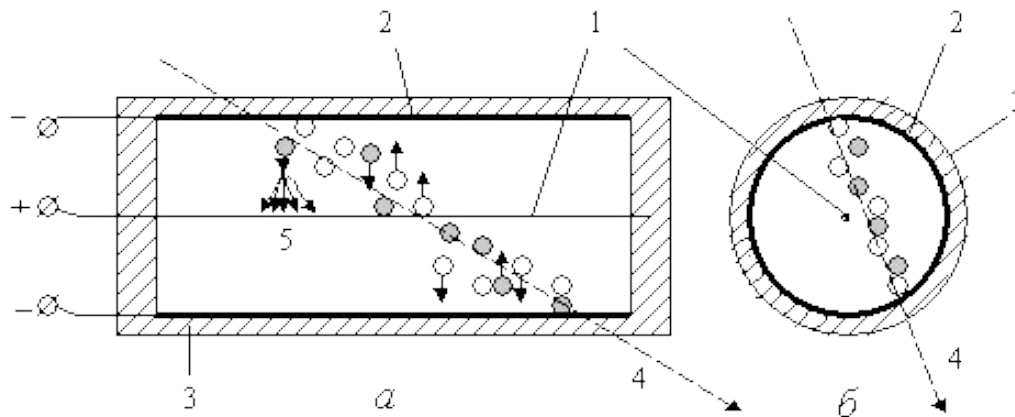


- Рис.6. Эффективность регистрации в зависимости от энергии квантов для различных газов, заполняющих счетчик. Толщина слоя газа 2 см. Давление атмосферное.

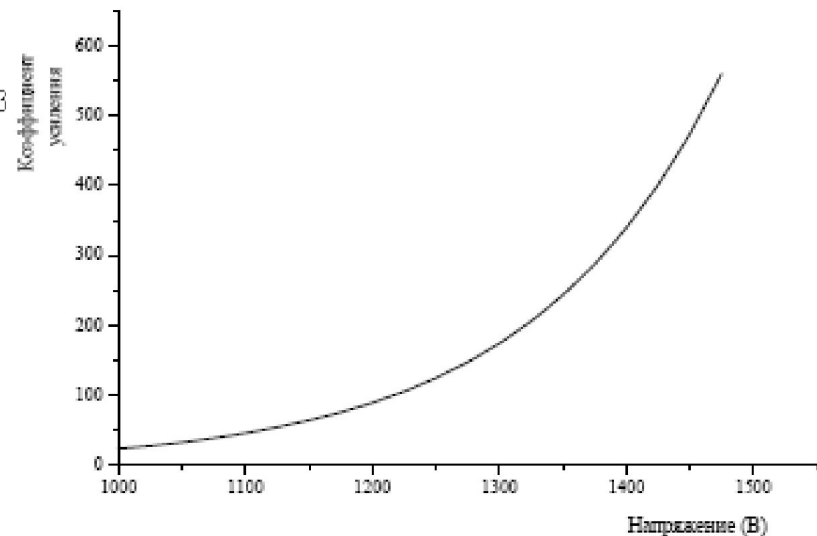


- Рис.7. Пропускаемость окон детекторов: 1. нитроцеллюлоза 0,3 мкм; 2. лавсан 2 мкм; 3. бериллий 25 мкм; 4. бериллий 100 мкм; 5. алюминий 10 мкм.

# Пропорциональный счётчик

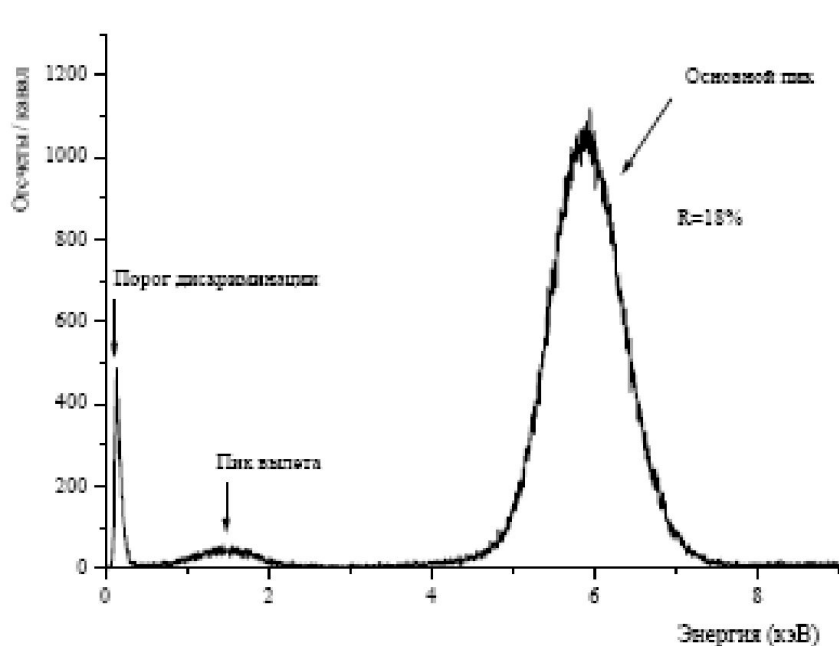


- Рис. 1. Схема пропорционального счётчика в продольном (а) и поперечном (б) разрезах (аналогично устроен счётчик Гейгера и цилиндрическая ионизационная камера): 1 - нить-анод, 2 - цилиндрический катод, 3 - изолятор, 4 - траектория заряженной частицы, 5 - электронная лавина. Электроны и ионы, созданные частицей в результате первичной ионизации атомов инертного газа, показаны соответственно темными и белыми кружочками.

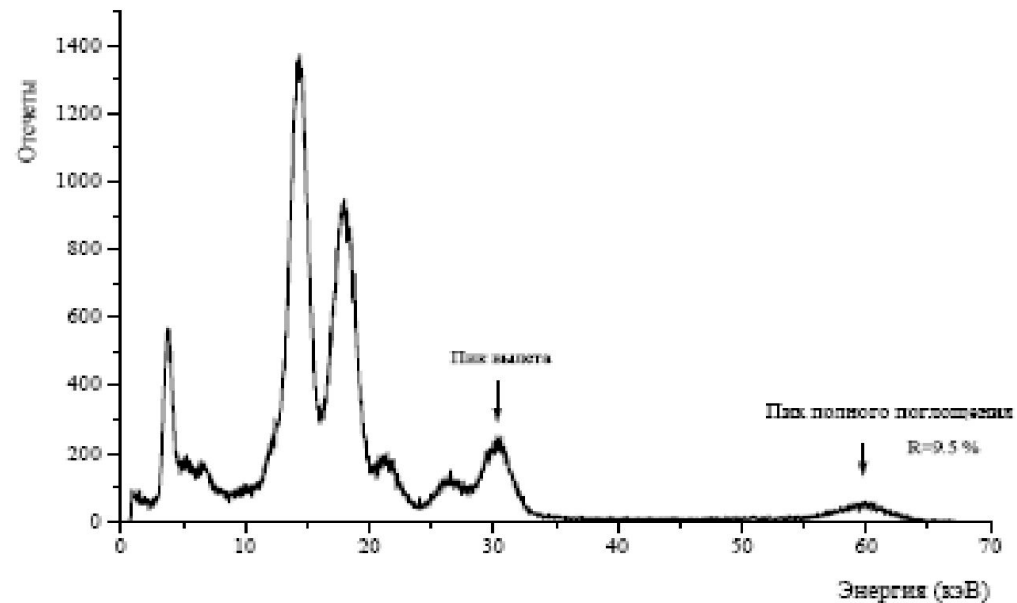


- Рис.5. Зависимость коэффициента газового усиления от напряжения питания. коэффициент газового усиления может достигать  $10^3$ - $10^4$ .  
Временное разрешение пропорционального счётчика может достигать  $10^{-7}$ с.

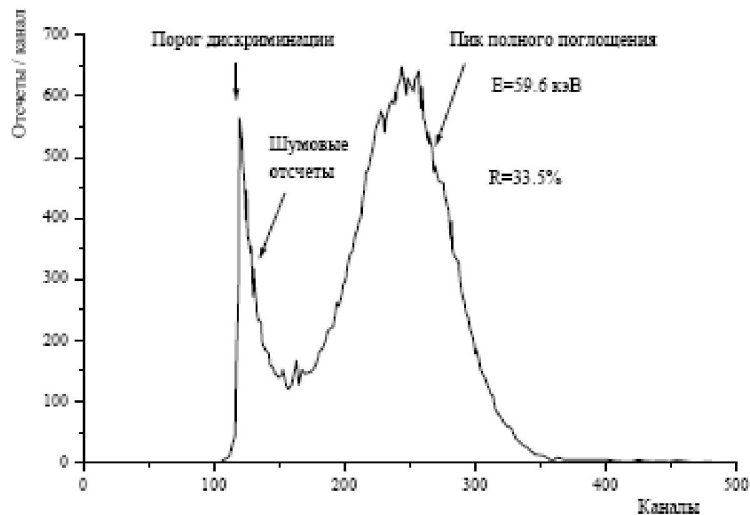
# Пропорциональный счётчик



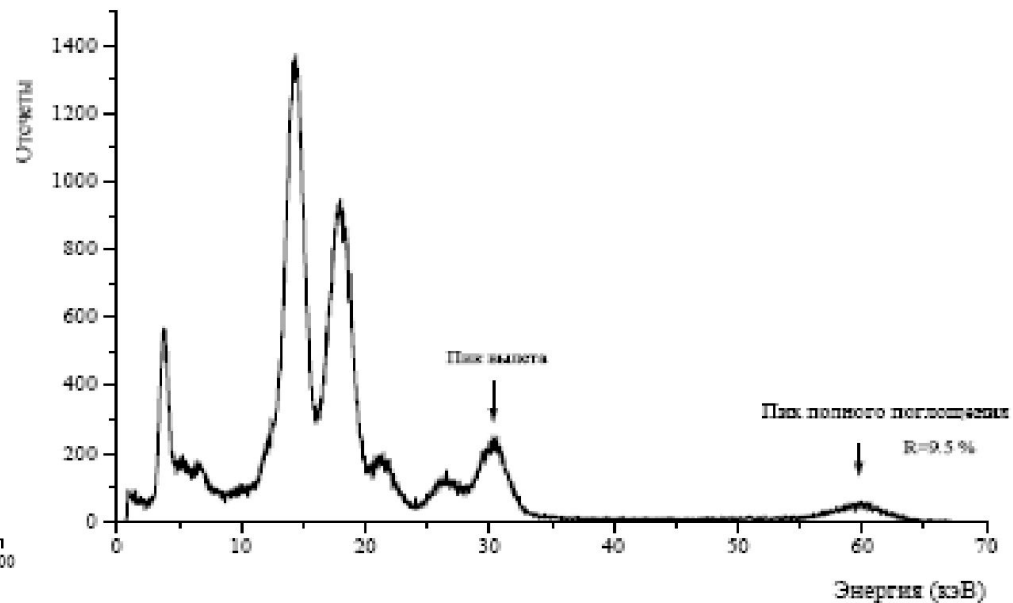
- Рис.8. Амплитудное распределение , полученное при регистрации излучения Fe-55 пропорциональным счетчиком с ксеноновым наполнением.



- Рис.9. Излучение радиоизотопного источника Am-241, измеренное счетчиком с ксеноновым заполнением.

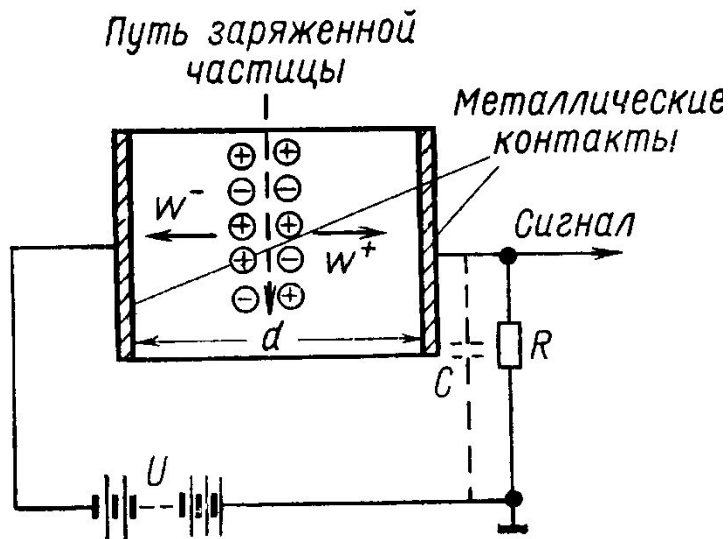


- Рис.3. Амплитудное распределение, полученное от источника Am-241.



- Рис.9. Излучение радиоизотопного источника Am-241, измеренное счетчиком с ксеноновым заполнением.

# ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ ДЕТЕКТОРЫ



- Рис. 3.13 Схема включения полупроводникового детектора

- Полупроводниковый детектор можно рассматривать как ионизационную камеру с твердым диэлектриком между электродами (это тип полупроводниковых детекторов, работающих в режиме сбора заряда без усиления, т.е. являющиеся аналогом импульсной ионизационной камеры)
- полупроводниковые материалы, к которым относятся – кристаллические кремний и германий, арсенид галлия, арсенид мышьяка, фосфид индия и др.

# Преимущества полупроводниковых детекторов перед газонаполненными:

- 1 В чувствительном объеме этих камер содержится гораздо большая масса вещества, чем в газовом промежутке. Следовательно, в твердотельной камере полностью укладываются пробеги ионизирующих частиц с гораздо большей энергией, чем в газонаполненной. При регистрации  $\gamma$ -квантов эффективность твердотельных камер также существенно выше.
- 2 Твердотельные камеры имеют существенно лучшее энергетическое и временное разрешение, что связано с иными, чем в газонаполненной камере, процессами образования и движения носителей зарядов (и это еще более важно).
- 3 Полупроводниковые детекторы характеризуются малым значением средней энергии, расходуемой заряженной частицей для создания одной пары носителей заряда, следовательно, чем меньше значение средней энергии, тем больше носителей возникает в чувствительном объеме, тем больше сигнал, снимаемый с камеры, и тем меньше относительная флуктуация этого сигнала, которая определяет предел энергетического разрешения камеры.

## Преимущества полупроводниковых детекторов перед газонаполненными:

- 4 Отсутствие рекомбинации и захвата носителей.
- 5 Большой и близкой по величине подвижностью носителей обоих знаков.
- 6 Большим удельным электрическим сопротивлением.
- **Основные недостатки полупроводниковых детекторов:**
  - 1 Сложность изготовления. Создание таких детекторов стало возможным в результате развития высокотехнологичных процессов получения особо чистых веществ.
  - 2 Многие детекторы, в частности германиевые, должны работать и храниться при низкой температуре, обычно при температуре жидкого азота.
  - 3 Большая чувствительность к радиационным повреждениям

## Идентификация заряженных частиц низких и средних энергий

*на основе измерений удельных потерь энергии и полной энергии ( $\Delta E$ -E-метод)*

$$AZ_{\text{эфф}}^2 = E\Delta E$$

*на основе измерений энергии и времени пролета (E-t-метод)*

$$2E/A = (d/t_f)$$

*с помощью магнитного анализа*

$$(A/q^2) = E/(BR)^2$$

*Использование кривой Брегга для идентификации частиц*



## *Идентификация заряженных частиц низких и средних энергий на основе измерений удельных потерь энергии и полной энергии ( $\Delta E$ - $E$ -метод) $AZ^2_{эфф} = E\Delta E$*

Основной метод при исследовании реакций с легкими ионами ( $^1\text{H}$ ,  $^2\text{H}$ ,  $^3\text{H}$ ,  $^3\text{He}$ ,  $^4\text{He}$ ). В нем используется телескоп детекторов, состоящий из тонкого *прострельного детектора*  $\Delta E$  и детектора полного поглощения энергии  $E$ . (В качестве  $\Delta E$ -детектора используют тонкие кремниевые детекторы, а также ионизационные камеры и пропорциональные счетчики, в качестве детектора полного поглощения – кремниевые детекторы или детекторы из сверхчистого германия HpGe).

*Потери энергии* в  $\Delta E$ -детекторе  $\Delta E = (dE/dx)d$ , (1) где  $dE/dx$  - удельные потери энергии в прострельном детекторе,  $d$  - его толщина.

Формулу для *удельных потерь Бете-Блоха* в нерелятивистском случае, пренебрегая слабо зависящим от энергии логарифмическим членом, можно записать в виде

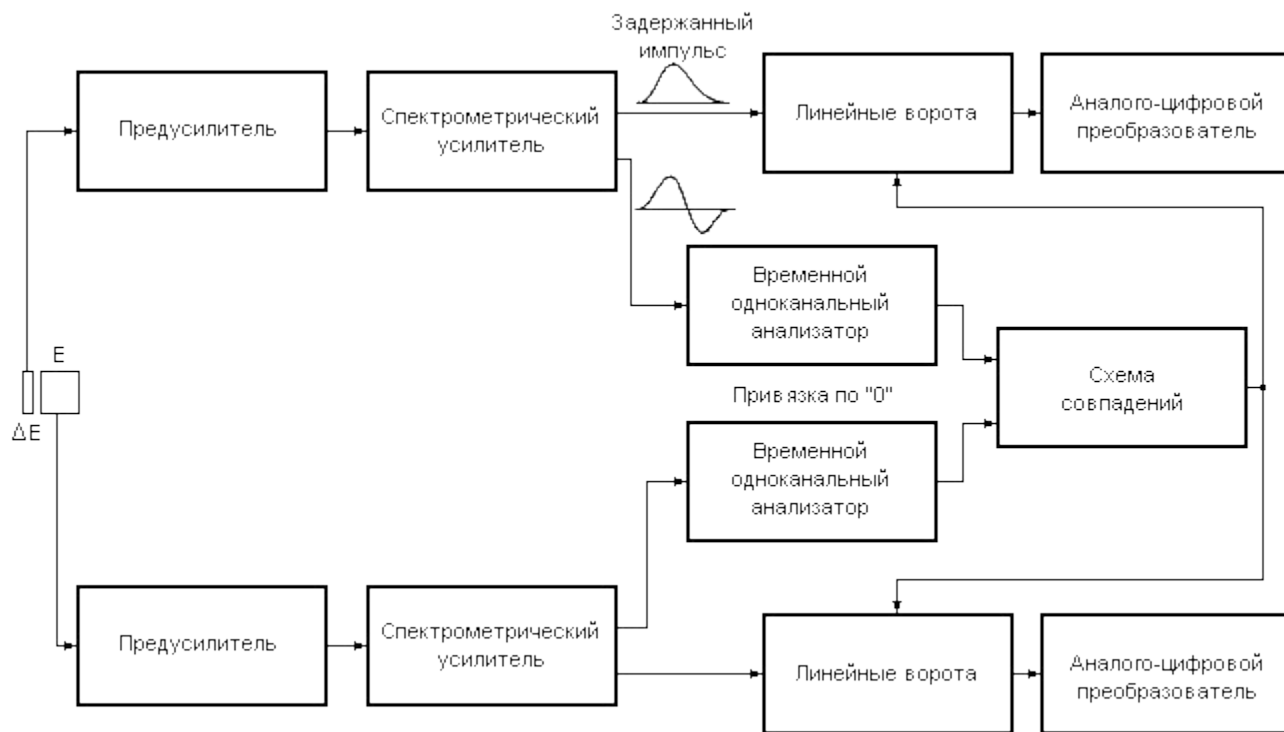
$dE/dx \sim kAZ^2/E$ , (2) где  $k$  – коэффициент  $AZ^2$ , не зависящий от массового числа  $A$  и заряда  $Z$  частицы, носит название *параметра идентификации*.

Величина сигнала  $\Delta E$ -канала  $\sim kAZ^2/E$ ,  
 $E$ -канала  $\sim (E - kAZ^2/E)$ .

Толщина прострельного детектора определяет нижнюю и верхнюю границы измеряемого энергетического диапазона для данного нуклида. Если энергия мала, то частица оставит практически всю энергию в прострельном детекторе, а сигнал от детектора полного поглощения будет мал и "утонет" в шумах.

### Факторы, ограничивающие возможности $\Delta E$ -E-метода:

- Статистические флуктуации потерь в тонких детекторах.
- Неоднородность толщины  $\Delta E$ -детектора, которая приводит к разбросу потерь энергии в нем и в E детекторе.
- Разброс пробегов и потери энергии в мертвых слоях детекторов.
- Флуктуации величины заряда. Средний заряд иона  $Z_{\text{эф}}$  при прохождении  $\Delta E$  детектора совпадает с атомным номером  $Z$  только у самых легких ионов. По мере роста  $Z$  и/или уменьшения энергии различие между  $Z$  и  $Z_{\text{эф}}$  возрастает. Для тяжелых ионов влияние этого эффекта на разрешение может быть заметно больше, чем влияние статистических флуктуаций потерь.



Чем тяжелее ионы, тем указанные факторы сильнее ограничивают возможности  $\Delta E$ -E-метода. Относительное изменение параметра идентификации для двух соседних изотопов данного элемента  $\Delta A/A$  у протонов 1, у  $^{20}\text{Ne}$  - 0.05, у изотопов аргона - 0.025, а у изотопов ксенона -  $<0.01$ . Кроме того, для идентификации тяжелых ионов нужны очень тонкие прострельные детекторы.

Рис. 3. Блок-схема электроники для идентификации частиц  $\Delta E$ -E-методом.

## Идентификация заряженных частиц низких и средних энергий на основе измерений энергии и времени пролета (E-t-метод) $2E/A = (d/t_f)$

Для нерелятивистских частиц время пролета связано с кинетической энергией соотношением

$$t_f[\text{нс}] = 72.3d[\text{м}] \sqrt{\frac{A[\text{а.е.м.}]}{E[\text{МэВ}]}} \quad (4)$$

где  $t_f$  - время пролета в наносекундах,  $d$  - пролетная база в метрах,  $A$  - массовое число частицы в атомных единицах массы,  $E$  - кинетическая энергия частицы в МэВ.

Таким образом, одновременно измеряя энергию и время пролета можно провести идентификацию частиц по массам, измеряя двумерные распределения энергия - время пролета. *Ионы, имеющие близкие массы, но разные заряды, естественно различаться не будут.*

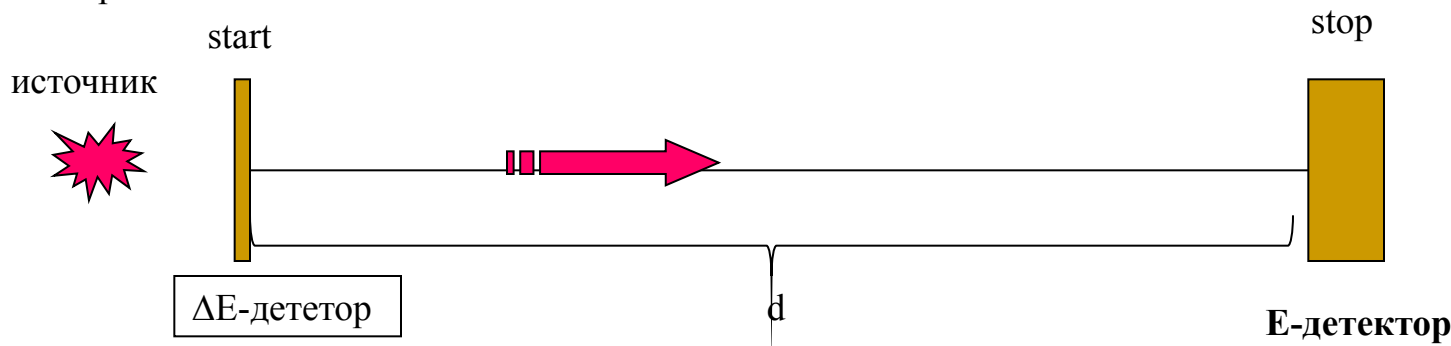
Разрешение по массам E-t-метода при использовании полупроводникового детектора практически полностью определяется временным разрешением

$$\Delta A/A = \Delta E/E + 2\Delta t/t = 2\Delta t/t. \quad (5)$$

Представим (5) в следующем виде

$$\Delta A/A = [2\Delta t/72.3d](E/A)^{1/2}. \quad (6)$$

При гауссовом распределении и  $\Delta A = 0.59$  а.е.м. 95% частиц будут зарегистрированы в правильном массовом интервале.



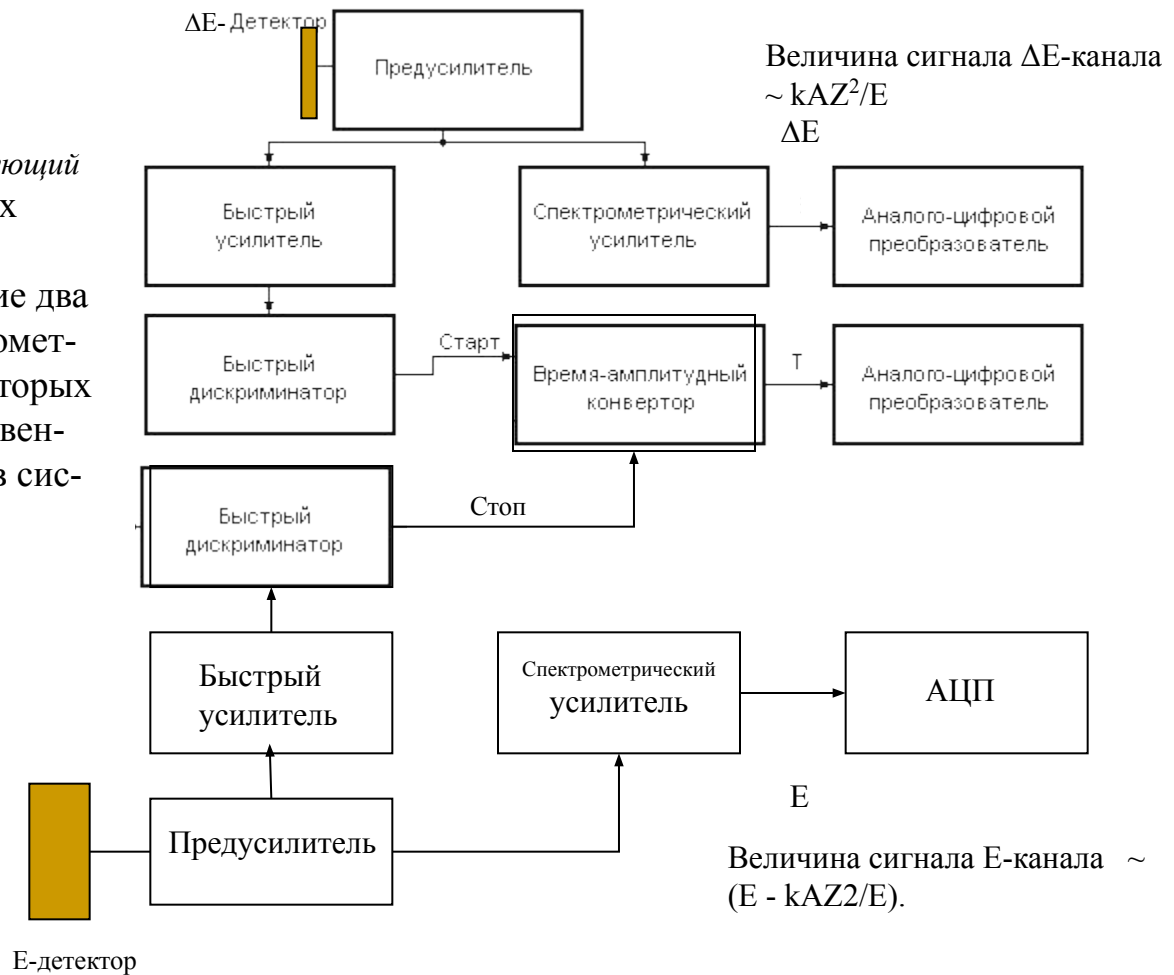
Величина сигнала  $\Delta E$ -канала  $\sim kAZ^2/E$

Величина сигнала E-канала  $\sim (E - kAZ^2/E)$ .

Комбинация E-t и  $\Delta E$ -E-методов позволяет продвинуться в разделении нуклидов по  $Z$  до  $\sim 28$ , а по  $A$  до  $\sim 60$ .

## Упрощенная блок-схема электроники для комбинация E-t и ΔE-E-методов

*Три тракта:*  
 Два спектрометрических и один таймирующий  
 Импульсы ВАКа, амплитуда которых пропорциональна времени пролета поступают в АЦП T-канала. В другие два АЦП поступают сигналы со спектрометрических усилителей, амплитуда которых пропорциональна E и ΔE, соответственно. Сигналы с 3-х АЦП поступают в систему трехмерного анализа.



## Идентификация заряженных частиц низких и средних энергий с помощью

Из уравнения магнитного анализа

$$(A/q^2) = E/(BR)^2,$$

где  $A$  - массовое число иона,  $q$  - его заряд,

$E$  - кинетическая энергия иона,  $B$  - напряженность магнитного поля,  $R$  - радиус кривизны иона в магнитном поле,

следует, что фиксируя  $B$  и  $R$  в магнитном спектрометре и одновременно измеряя кинетическую энергию  $E$ , можно определять отношение массового числа к квадрату ионного заряда, т.е. производить идентификацию.

Недостатком такой системы является ее низкая эффективность. В детектор попадают частицы из очень узкого энергетического диапазона. Для того чтобы снять весь спектр, необходимо неоднократно менять напряженность магнитного поля. Этот недостаток можно частично преодолеть, поставив в фокальную плоскость позиционно-чувствительные детекторы.

Другой недостаток заключается в том, что не происходит разделения изотопов с близкими значениями  $A/q^2$ , например, изобар соседних элементов, находящихся в одинаковых зарядовых состояниях.

## магнитного анализа

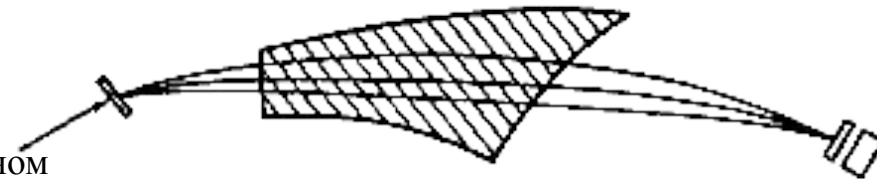
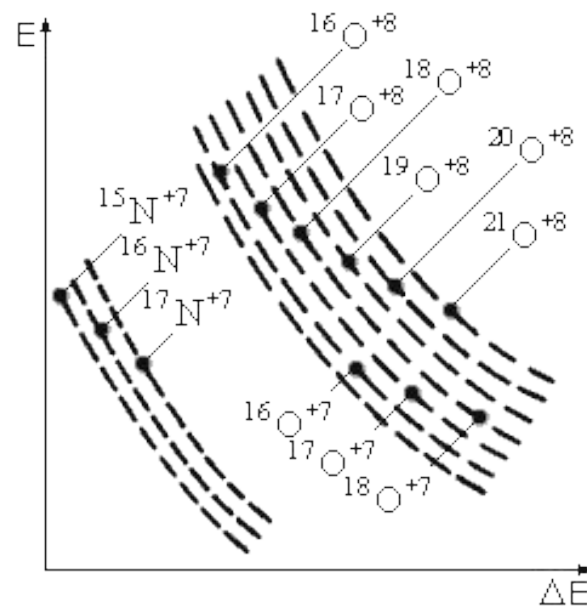


Схема магнитного анализа в сочетании с  $\Delta E$ - $E$ -методом.



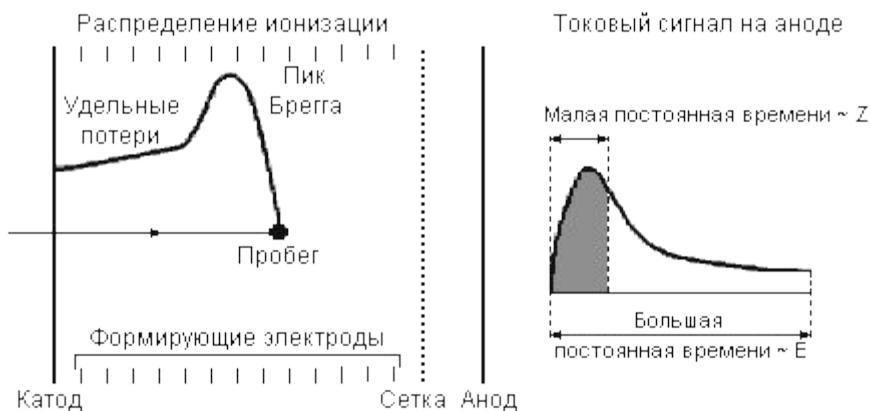
$\Delta E$ - $E$  распределение после магнитного анализа

Преодолеть этот недостаток позволяет объединение магнитного анализа с  $\Delta E$ - $E$ -методом. Вырождение по изобарам с одинаковыми ионными состояниями здесь снимается, т.к. величина удельной ионизации зависит не от ионного заряда, а от среднего заряда иона  $Z_{эф}$ .

## Использование кривой Брегга для идентификации частиц

Кривая зависимости удельных ионизационных потерь энергии от пробега (кривая Брегга) - "визитная карточка" для заряженной частицы. В начале 80-х было предложено использовать ее для идентификации частиц. Для реализации этой идеи были созданы соответствующие ионизационные камеры.

Измерения кривой Брегга в газовой среде позволяют получить следующие характеристики частицы: ее энергию  $E$ , пробег  $R$ , удельные потери  $dE/dx$  и амплитуду брегговского пика  $ABP$  (удельные потери в максимуме кривой Брегга). Существует два способа идентификации частиц, основанных на измерениях характеристик кривой Брегга. В первом траектория частиц перпендикулярна электродам ионизационной камеры – Bragg Curve Spectroscopy (BCS), во втором – параллельна – Range Sensitive Telescope (RST) Detector.



Схемы ионизационной камеры и BCS-метода

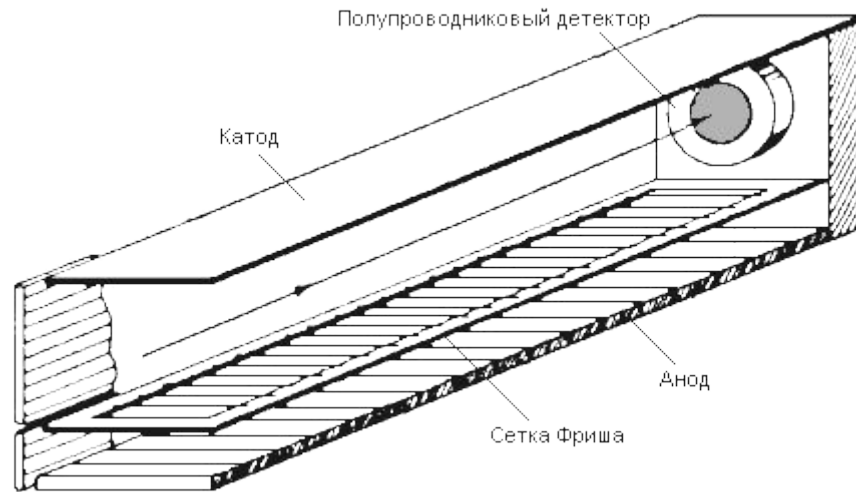


Схема ионизационной камеры с электродами, параллельными траектории частицы.