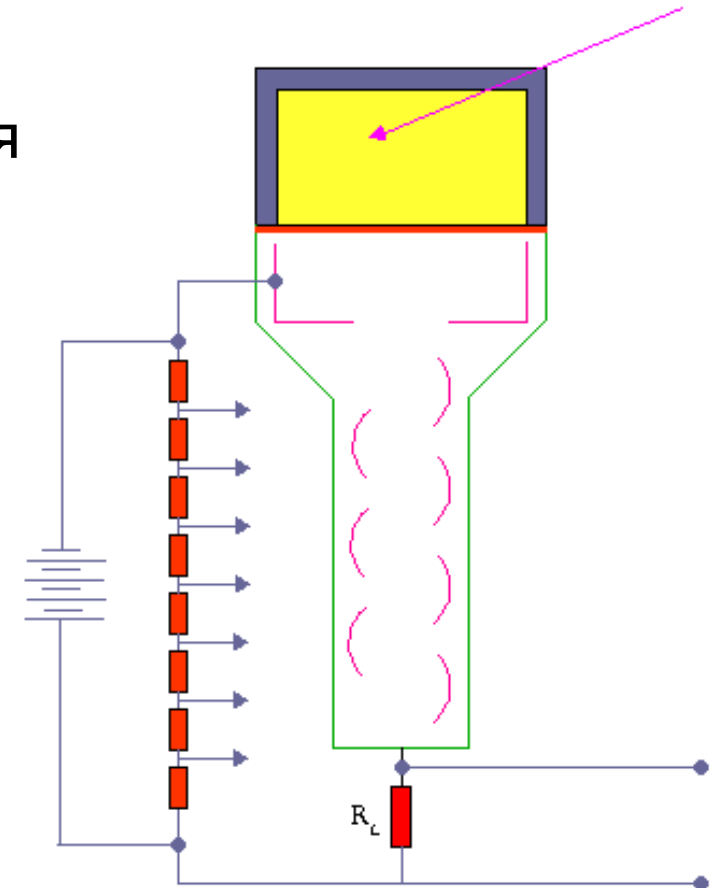
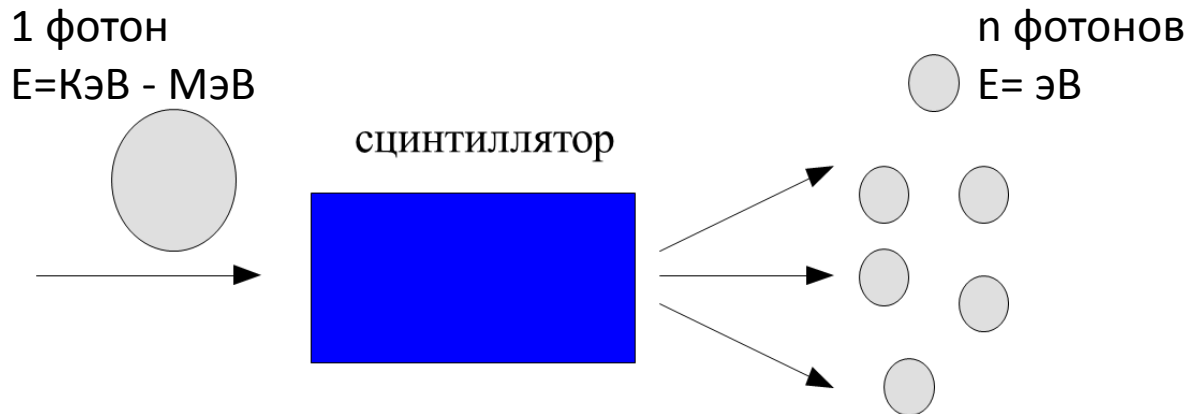


# Свойства сцинтилляторов

# Сцинтилляторы

Сцинтиллятором называется материал, который при поглощении ионизирующего излучения испускает вспышку света, т. е. в нем происходят процессы преобразования частицы ионизирующего излучения с высокой энергией (от нескольких КэВ до десятков МэВ) во множество фотонов, обладающих значительно меньшими энергиями (эВ).



# Сцинтиллятор

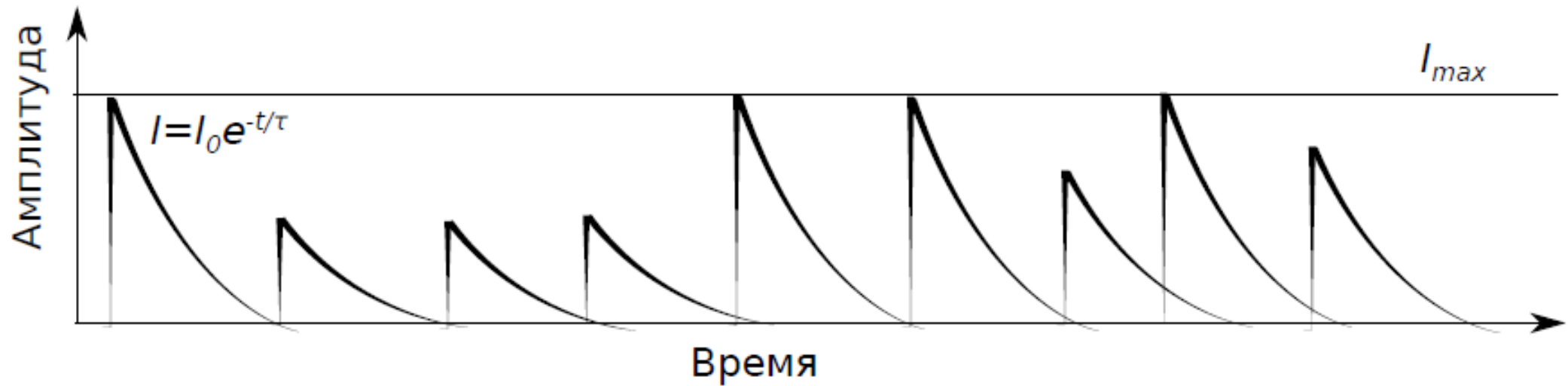
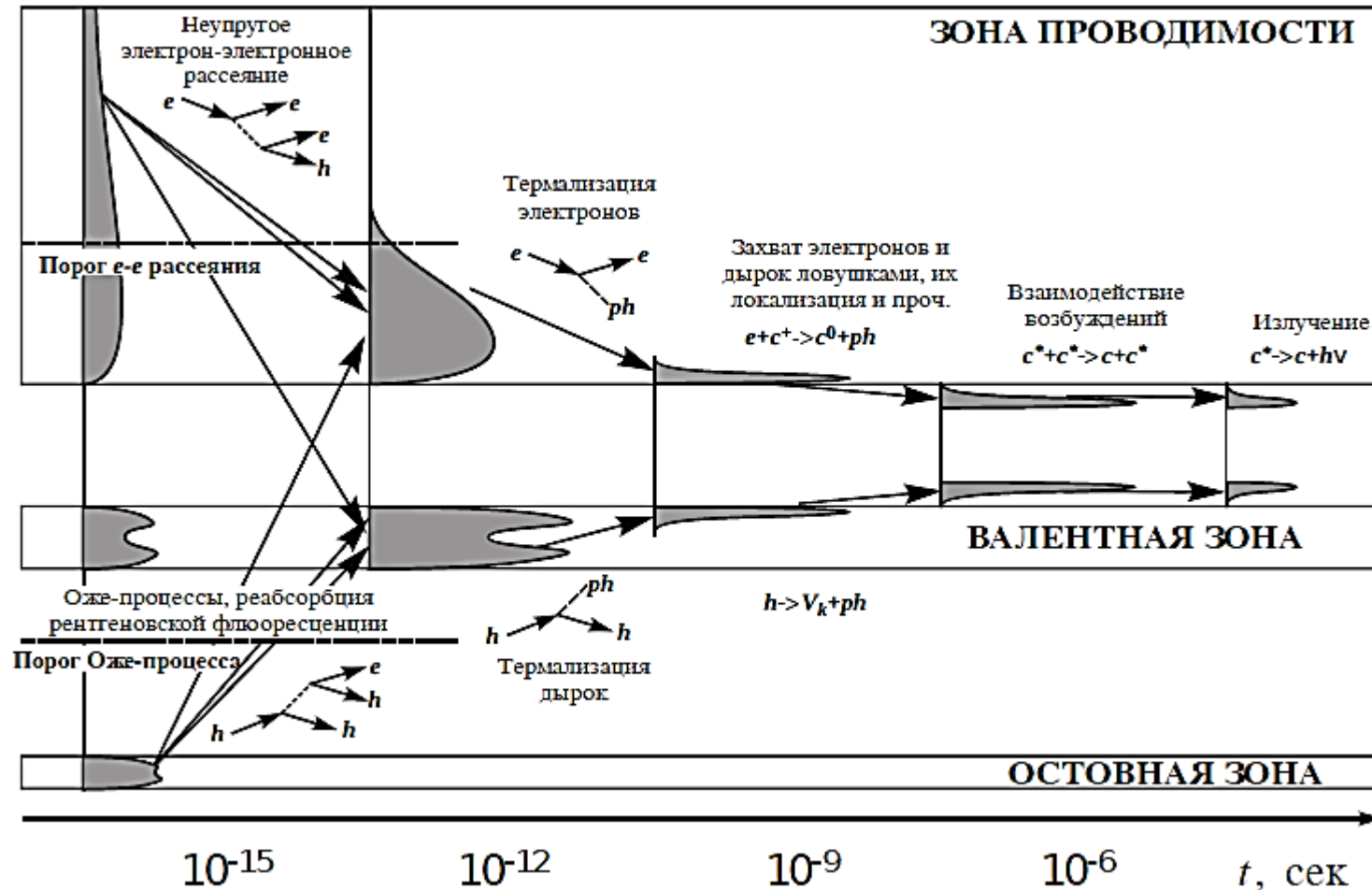


Рис. 1.3. Временная развертка сцинтилляционных импульсов

# Потеря энергии частицей в веществе



# Взаимодействие с заряженными частицами. Пробег альфа-частиц в веществе

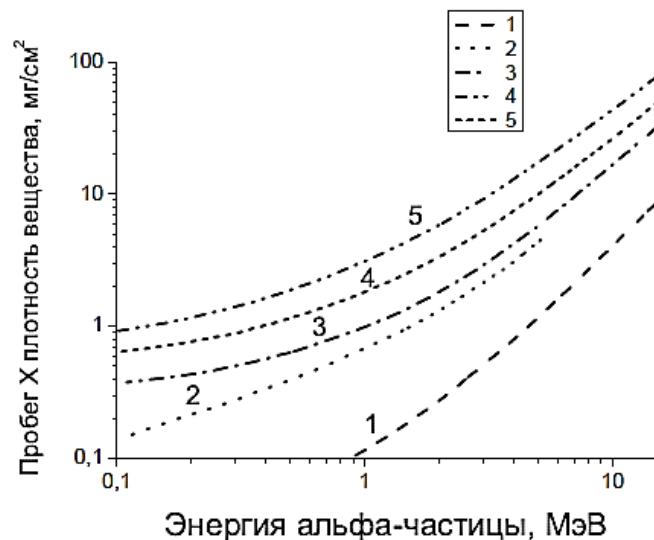


Рис. 3.4. Кривые зависимости средней величины пробега альфа-частицы в материале от ее энергии: 1 – в водороде; 2 – на воздухе; 3 – в кремнии; 4 – в германии; 5 – в золоте [6; 7]

Уравнение Бете-Блоха – потери энергии в веществе

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi e^4 \zeta^2}{m_0 v^2} N B,$$

$$B = Z \left[ \ln \frac{2m_0 v^2}{I} - \ln(1 - \beta) - \beta^2 \right].$$

Отношение потери энергии на тормозное излучение к потерям энергии на ионизацию равно

$$\left. \frac{dE}{dx} \right|_{\text{торм. излуч.}} : \left. \frac{dE}{dx} \right|_{\text{иониз.}} \approx \frac{Z \cdot E \text{ (МэВ)}}{800}.$$

В этих формулах  $\beta = v/c$ ,  $v$  и  $\zeta e$  – скорость и заряд частицы, попадающей в вещество,  $N$  – плотность электронов в поглощающем веществе,  $Z$  – атомный номер поглощающего вещества,  $m_0$  – масса покоя электрона,  $e$  – заряд электрона. Величина  $I = (13,5Z) \cdot 1,6 \cdot 10^{-12}$  – средний ионизационный потенциал атомов поглощающего вещества. В нерелятивистском случае, когда  $v \ll c$ , величина параметра  $B$  определяется только первым членом.

# Взаимодействие с заряженными частицами. Пробег альфа-частиц в веществе

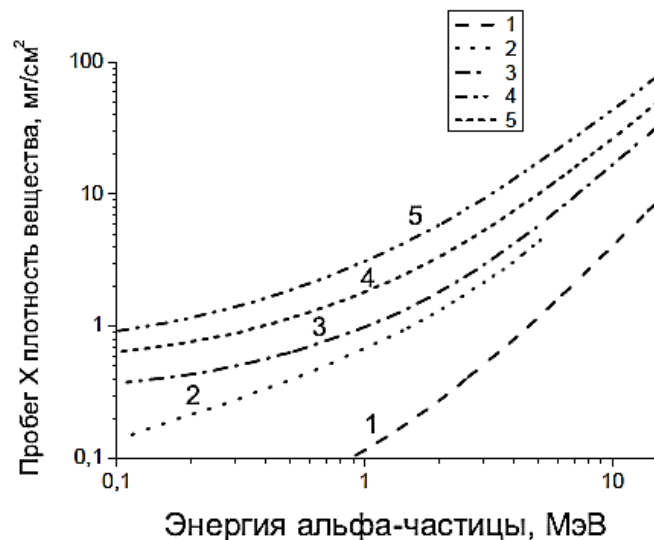


Рис. 3.4. Кривые зависимости средней величины пробега альфа-частицы в материале от ее энергии: 1 – в водороде; 2 – на воздухе; 3 – в кремнии; 4 – в германии; 5 – в золоте [6; 7]

Уравнение Бете-Блоха – потери энергии в веществе

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi e^4 \zeta^2}{m_0 v^2} N B,$$

$$B = Z \left[ \ln \frac{2m_0 v^2}{I} - \ln(1 - \beta) - \beta^2 \right].$$

Отношение потери энергии на тормозное излучение к потерям энергии на ионизацию равно

$$\left. \frac{dE}{dx} \right|_{\text{торм. излуч.}} : \left. \frac{dE}{dx} \right|_{\text{иониз.}} \approx \frac{Z \cdot E \text{ (МэВ)}}{800}.$$

В этих формулах  $\beta = v/c$ ,  $v$  и  $\zeta e$  – скорость и заряд частицы, попадающей в вещество,  $N$  – плотность электронов в поглощающем веществе,  $Z$  – атомный номер поглощающего вещества,  $m_0$  – масса покоя электрона,  $e$  – заряд электрона. Величина  $I = (13,5Z) \cdot 1,6 \cdot 10^{-12}$  – средний ионизационный потенциал атомов поглощающего вещества. В нерелятивистском случае, когда  $v \ll c$ , величина параметра  $B$  определяется только первым членом.

# Взаимодействие с заряженными частицами. Электроны

По сравнению с тяжелыми заряженными частицами пробег электронов в веществе-поглотителе больше. Характерные треки электронов в веществе поглотителе представлены на рис. 3.5. На рисунке видно, что треки представляют различные кривые линии в отличие от треков альфа-частиц. Такие отклонения от прямой траектории связаны с тем, что орбитальные электроны атомов вещества поглотителя сильнее взаимодействуют с быстрыми электронами, более того, могут происходить взаимодействия между электронами и ядрами. Все эти процессы приводят к тому, что траектория движения электрона быстро отклоняется от прямой.

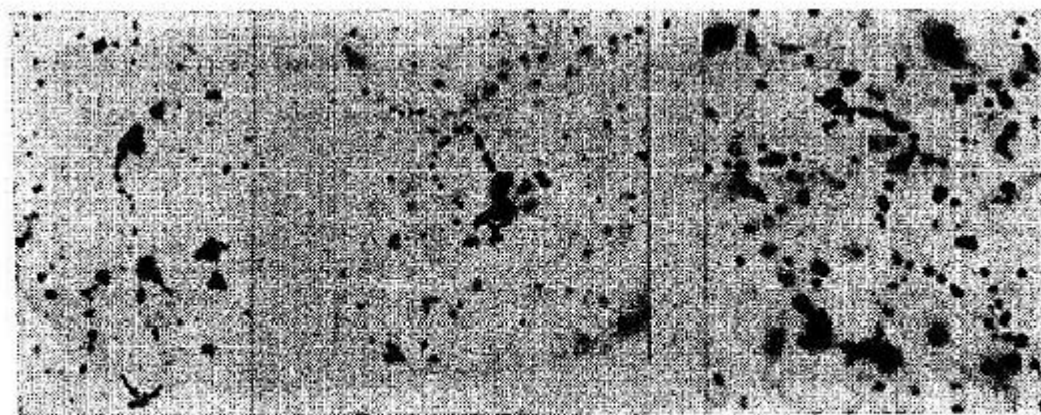


Рис. 3.5. Треки электронов, выбиваемых рентгеновским облучением 200 кВ [5] (увеличение  $\times 2200$ )



# Взаимодействие с заряженными частицами. Электроны

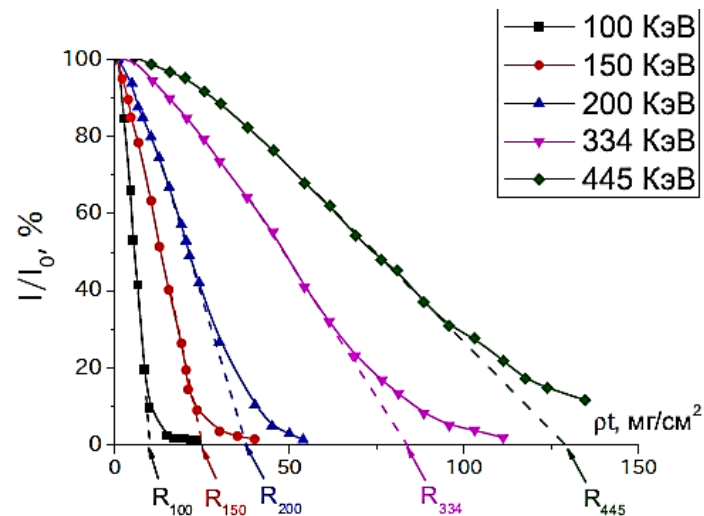


Рис. 3.6. Зависимость количества пропускаемых электронов от толщины поглотителя. На рисунке показаны зависимости для электронов различных энергий: 100, 150, 200, 334, 445 КэВ.  $R_{100}$ ;  $R_{150}$ ;  $R_{200}$ ;  $R_{334}$ ;  $R_{445}$  – экстраполированная длина пробега электрона соответствующей энергии [8]

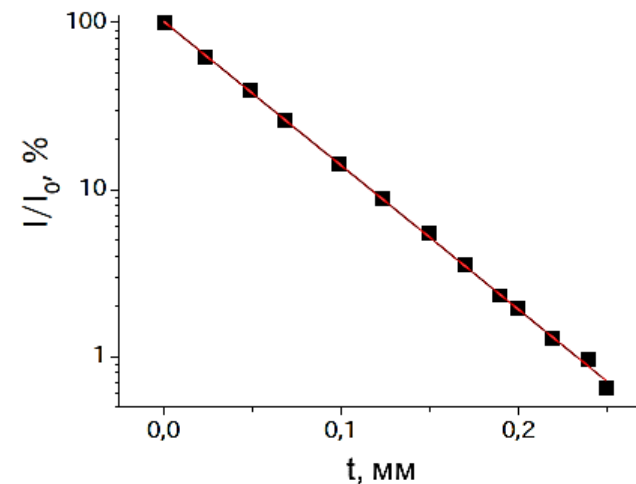


Рис. 3.8. Коэффициент пропускания для бета-частиц от источника  $^{90}\text{Sr}$  (максимальная энергия 546 КэВ) [9]



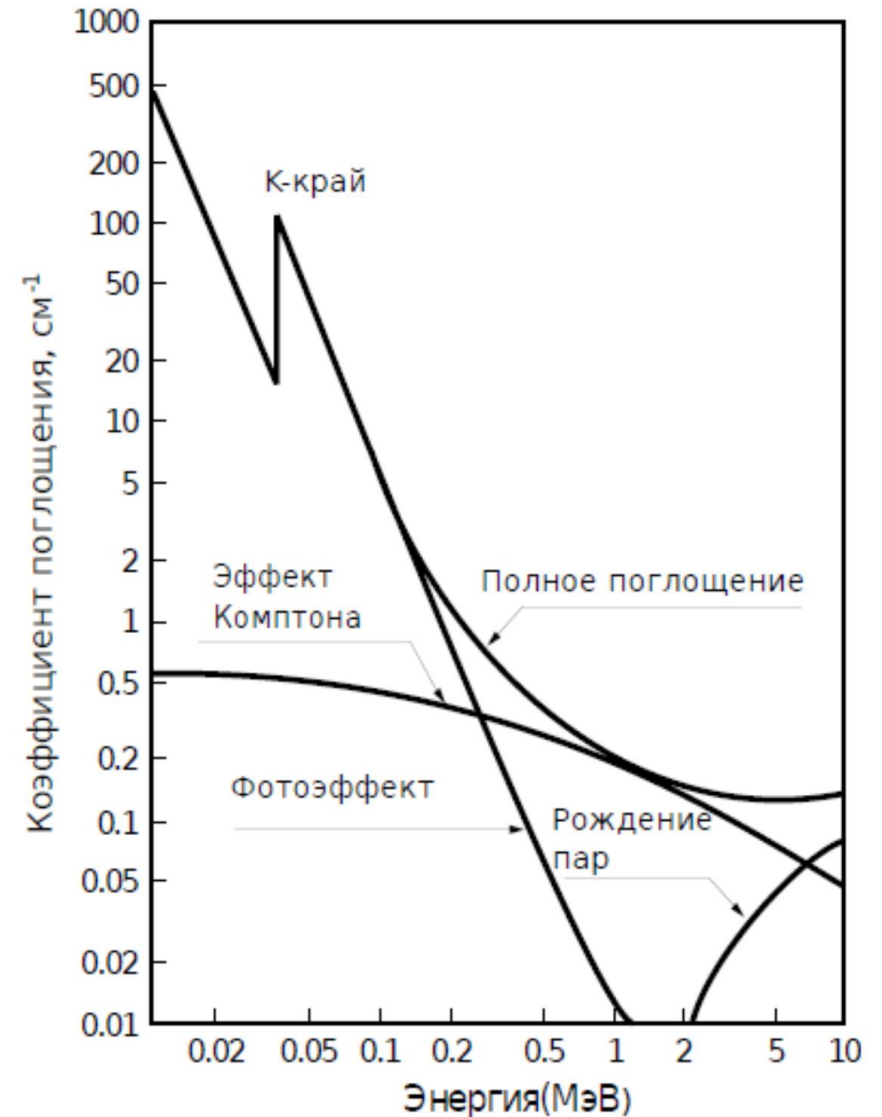
# Поглощение различного типа взаимодействий гамма-излучения веществом

$$\mu = \tau(\text{Фотоэффект}) + \sigma(\text{эффект Комптона}) + \kappa(\text{Рождение пар}).$$

Эффект Комптона (до 100 КэВ) - фотоны теряют энергию



Фотоэффект (до 100 КэВ) – фотоны малых энергий порождают лавину электронов и дырок



# Взаимодействие с электромагнитным излучением. Фотоэффект

В фотоэффекте происходит взаимодействие гамма-кванта в основном с электронами K- и L-оболочек, небольшой вклад в фотоэффект дают и электроны с M-оболочки, но он крайне мал. Полная энергия передается связанному электрону, и он выбивается из оболочки.

$$E_{e^-} = h\nu - E_b.$$

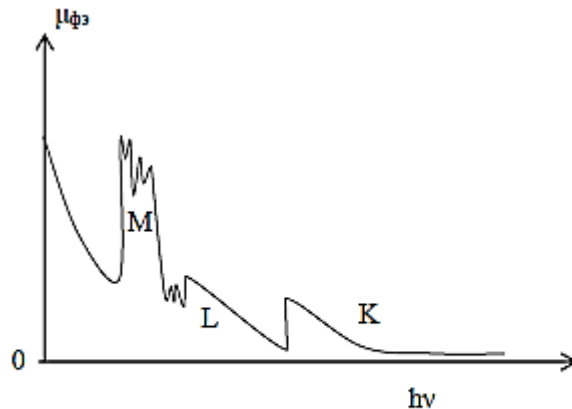


Рис. 3.1 Зависимость массового коэффициента поглощения в ходе фотоэффекта от энергии падающих фотонов

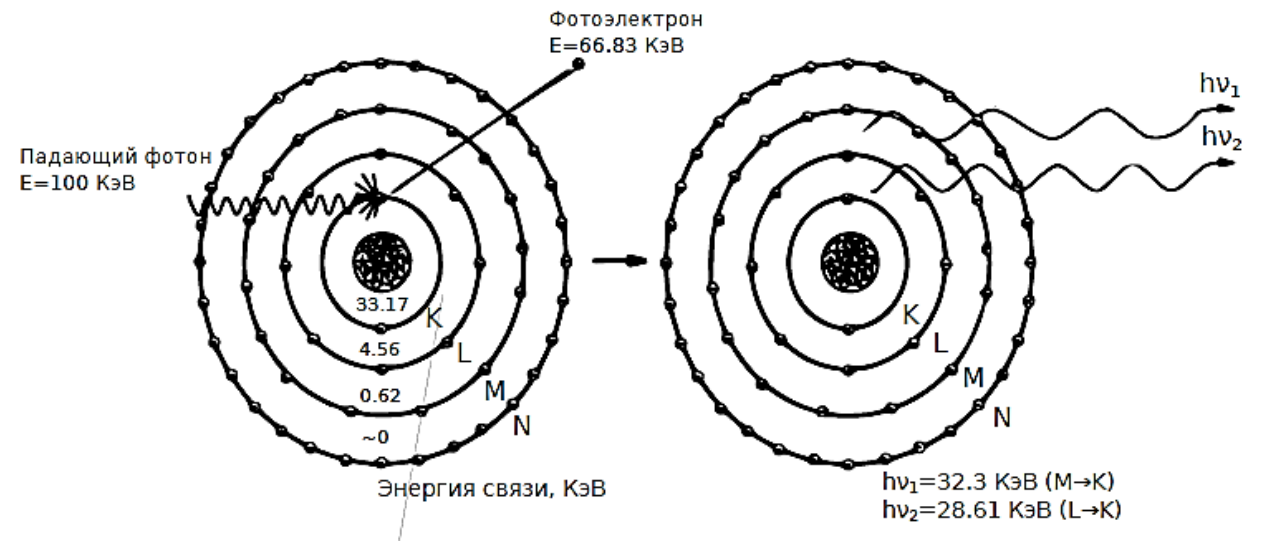


Рис. 3.9. Схематическое представление поглощения фотона с энергией 100 КэВ атомом йода в кристалле NaI. В случае такого поглощения происходит выбивание электрона с K-оболочки. Кинетическая энергия такого фотоэлектрона равна разности между энергией фотона и энергией связи электрона (33,17 КэВ) и равна 66,83 КэВ. Образовавшаяся на K-оболочке вакансия вызывает переход электрона с L-оболочки, что приводит к характеристическому излучению с энергией 28,61 КэВ. На рисунке не показаны процессы образования Оже-электронов (см. рис. 3.10)

# Эффект Комптона

Энергия электрона отдачи (законы сохр. импульса и энергии)

$$E_{re} = h\nu - h\nu' = h\nu \left( \frac{(h\nu/m_0c^2)(1 - \cos\theta)}{1 + (h\nu/m_0c^2)(1 - \cos\theta)} \right).$$

Можно выделить три крайних случая:

1. Рассеяние на малый угол. В этом случае энергия падающего и рассеянного электрона практически равны, кинетическая энергия электрона отдачи близка к нулю. Фотон, рассеявшись на электроне, практически не теряет своей энергии.
2. Второй крайний случай происходит при «лобовом» столкновении фотона и электрона: 
$$h\nu' \Big|_{\theta=\pi} = \frac{h\nu}{1 + 2h\nu/m_0c^2},$$

При  $\vartheta = \frac{\pi}{2}$ ,  $\cos \vartheta = 0$ , и стремлении  $E_\gamma \rightarrow \infty$  имеем  $E'_\gamma = \frac{m_e c^2}{\frac{m_e c^2}{E_\gamma} + 1} \rightarrow 0,511$

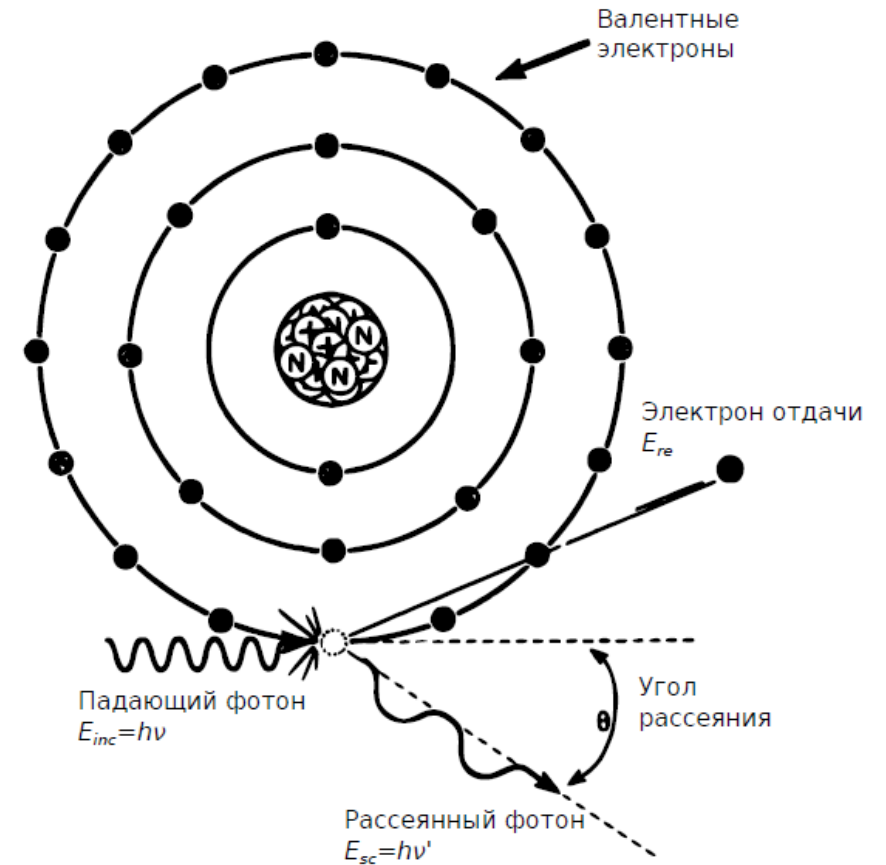
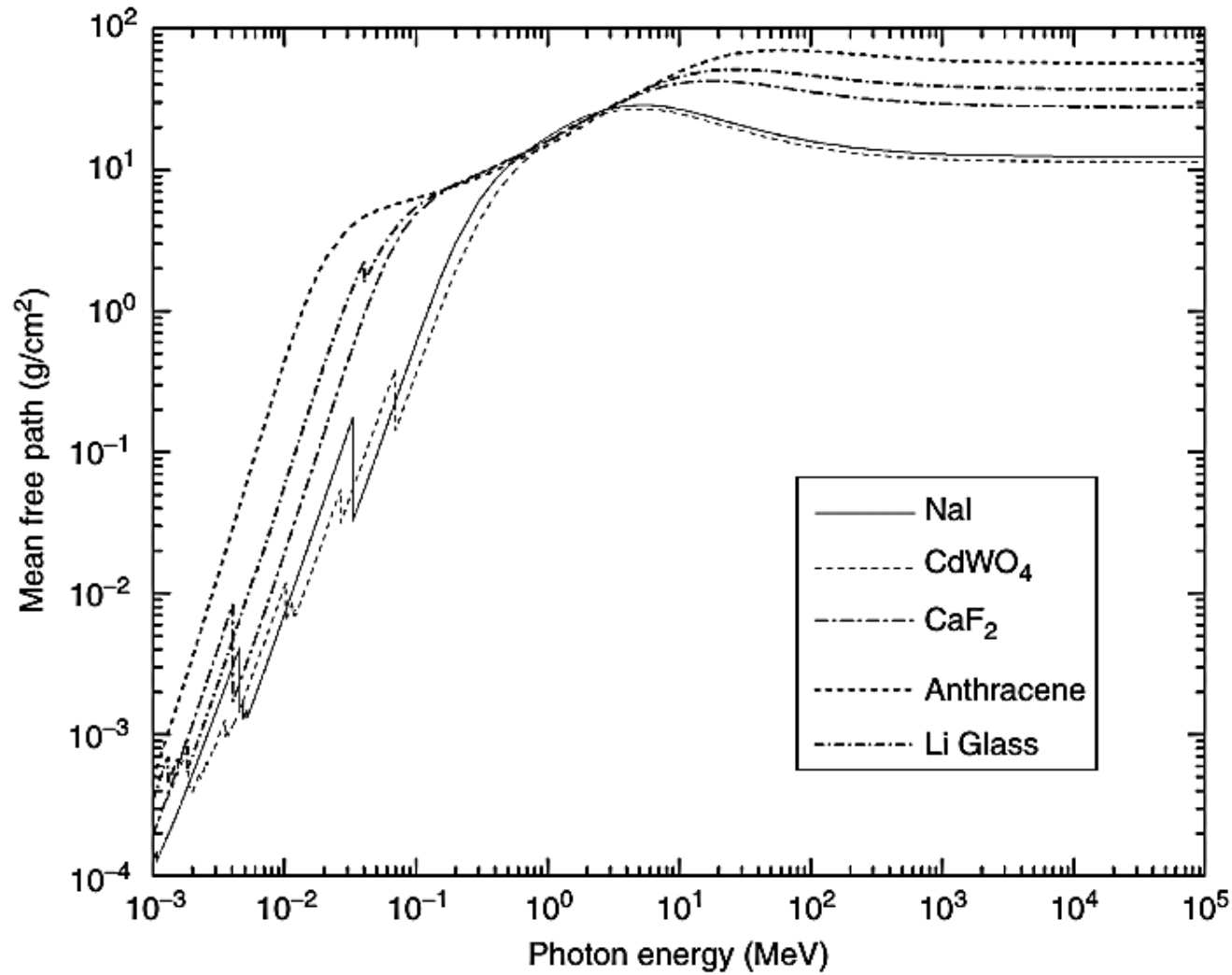


Рис. 3.12. Схематическое представление комптоновского эффекта

$$E'_\gamma = E_\gamma \cdot \frac{m_e c^2}{m_e c^2 + E_\gamma \sqrt{1 - \cos \vartheta}}.$$

# Длина пробега фотона



■ Fig. 4

Photon mean free path for selected scintillators

# Сцинтиллятор

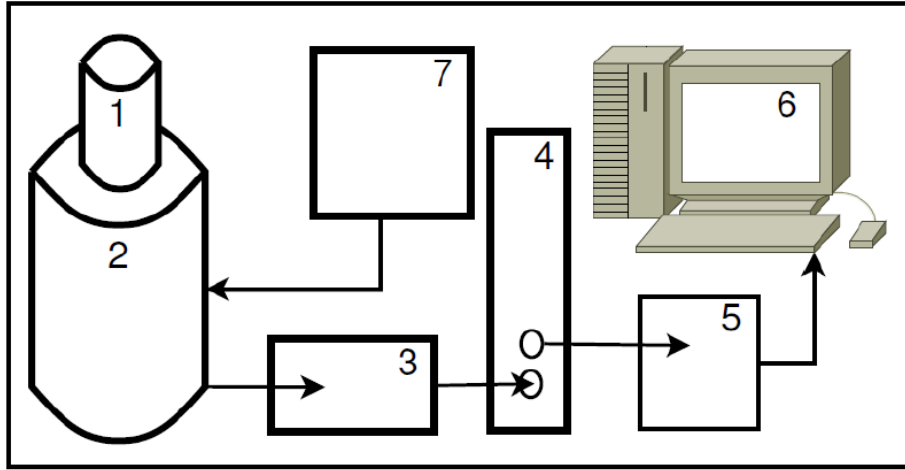


Рис. 7. Установка для измерения амплитудных спектров импульсов (1 – сцинтиллятор; 2 – ФЭУ-39А, 3 – предусилитель, 4 – спектрометрический усилитель Ortec 570, 5-высокоточный АЦП «Аспект» АЦП-8К-В2, 6 – персональный компьютер; 7 – блок питания ФЭУ).



Рис. 2.1. Блок-схема гамма-спектрометрической системы на базе многоканального анализатора

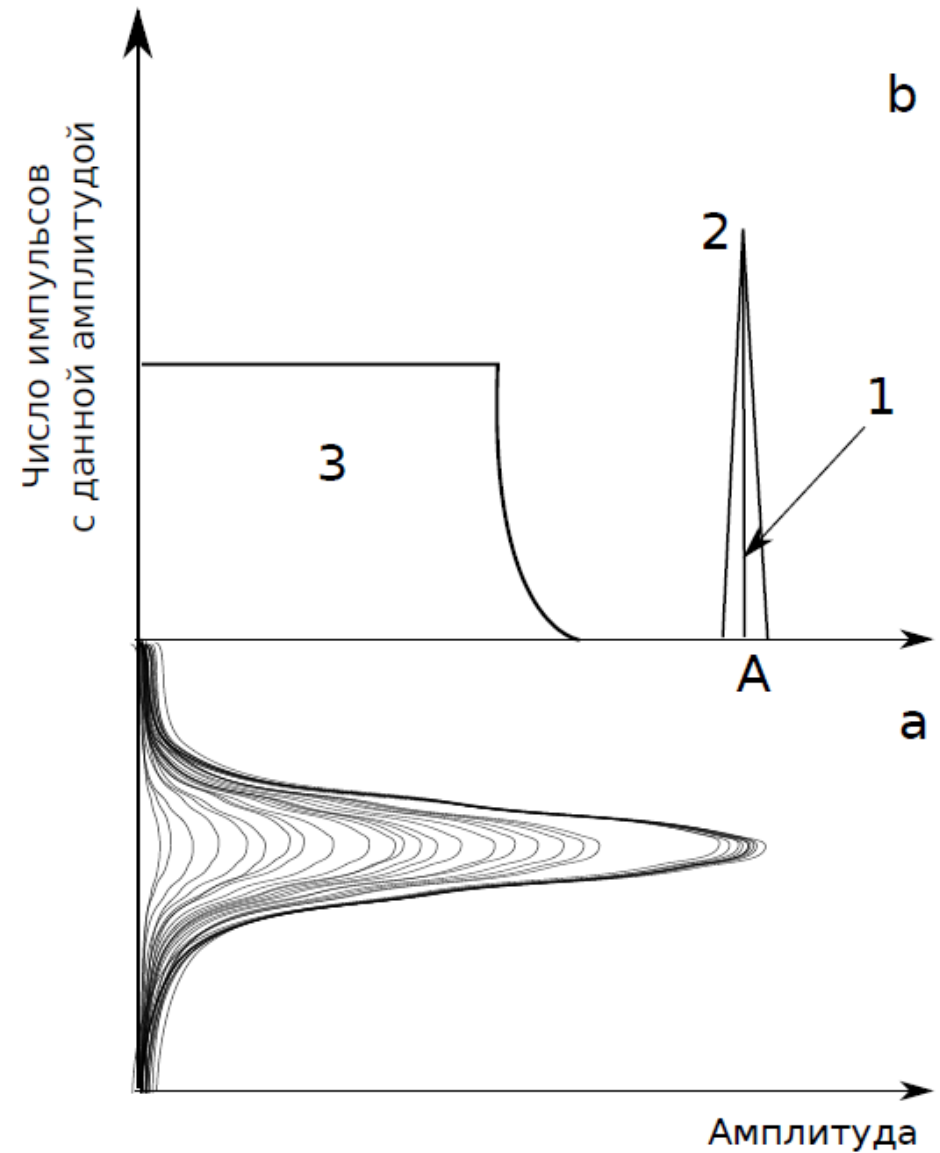


Рис. 1.4. Сцинтилляционный импульс с выхода интегрирующего усилителя (а) и энергетическое распределение импульсов (энергетический или амплитудный спектр импульсов) (b). Максимальная энергия в спектре соответствует полному поглощению частицы ионизирующего излучения, широкий континуум связан с комптоновским рассеянием в веществе сцинтиллятора

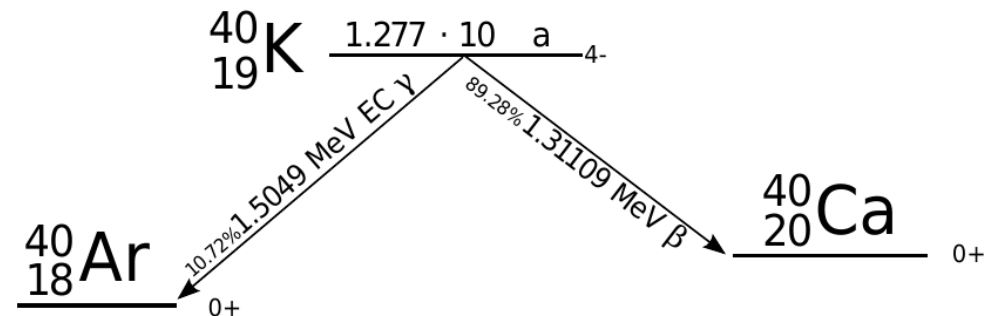
## 238 Уран

Вид излучения	Нуклид	Период полураспада	Вид излучения	Нуклид	Период полураспада
α	Уран-238	4,47 млрд. лет	α	Свинец-214	26,8 минут
β	Торий-234	24,1 сут	β	Висмут-214	19,7 минут
β	Протактиний-234	17 минут	β	Полоний-214	0,000164 секунды
α	Уран-234	245 000 лет	α	Свинец-210	22,3 лет
α	Торий-230	8 000 лет	β	Висмут-210	5,01 сут
α	Радий-226	1 600 лет	β	Полоний-210	138,4 сут
α	Радон-222	3,823 сут	α	Свинец-206	Стабильный
α	Полоний-218	3,05 минут			

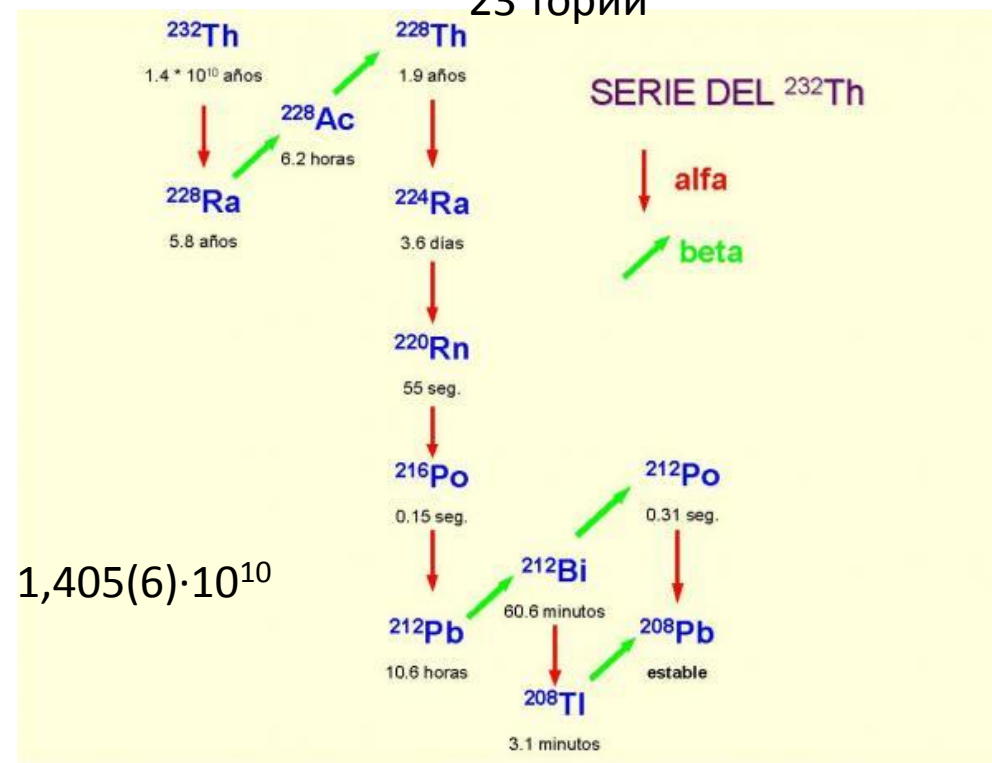
$4,468(3) \cdot 10^9$

$1,248 \cdot 10^9$

40 калий



23 торий



$1,405(6) \cdot 10^{10}$

# План лекции

- Скорость сцинтилляций
- Световой выход
- Энергетическое разрешение
- Температурная стабильность светового выхода
- Радиационная стойкость
- Плотность
- Реабсорбция



# 1. Скорость сцинтилляций

- В первом приближении, в случае, когда в люминесценции участвуют только одинаковые центры, вспышка от сцинтиллятора затухает по экспоненциальному закону:

$$I = I_0 e^{-t/\tau},$$

# 1. Скорость сцинтилляций

- Световой выход сцинтиллятора связан с временем затухания следующим образом:

$$L_R = \frac{1}{E_\gamma} \int_0^{\infty} I(t) dt = \frac{I(0)\tau}{E_\gamma}.$$

В этом выражении  $I$  - интенсивность свечения в фотонах в секунду,  $\tau$  - постоянная затухания люминесценции,  $E_\gamma$  - энергия поглощаемого сцинтиллятором излучения.

# 1. Скорость сцинтилляций

- В случае, если время переноса энергии возбуждения на центр свечения очень мало, время затухания целиком определяется характеристикам центра свечения.

$$\Gamma = \frac{1}{\tau} \sim \frac{n}{\lambda_{em}^3} \left( \frac{n^2 + 2}{3} \right)^2 \sum_{i=f} |\langle f | \mu | i \rangle|^2,$$

Где  $n$  - показатель преломления,  $\lambda_{em}$  - длина волны свечения,  $t$  - время затухания при дипольном переходе из состояния  $i$  в состояние  $f$ .  $\mu$  - оператор проекции дипольного момента.

# 1. Скорость сцинтилляций

- Для редкоземельных активаторов (Ce<sup>3+</sup>, Pr<sup>3+</sup>, Nd<sup>3+</sup>, Eu<sup>2+</sup>) выполняется следующее соотношение:

$$\Gamma = \frac{1}{\tau} \sim \frac{n}{\lambda_{em}^3} \left( \frac{n^2 + 2}{3} \right)^2 \langle f | \mu | i \rangle,$$

что соответствует переходу между нижайшим 5d- и 4fn- состояниями. В случае редкоземельных активаторов закон зависимости времени затухания от обратного куба длины волны выполняется достаточно хорошо. Для дипольных переходов наименьшее время затухания составляет порядка нескольких наносекунд.



# 1. Скорость сцинтилляций

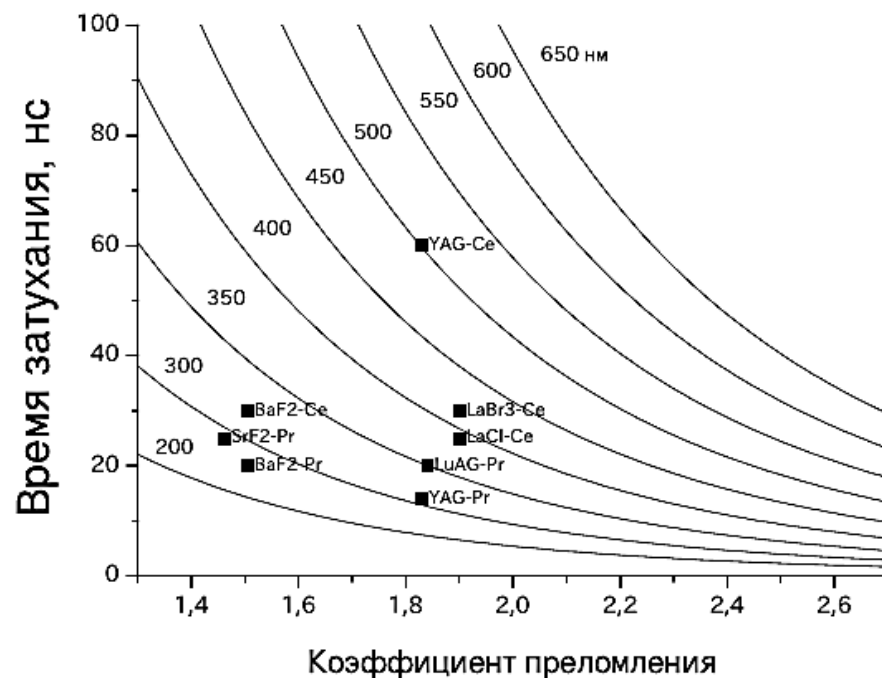


Рис. 5.2. Кривые показывают предсказанное по формуле (5.3) время затухания 5d–4f люминесценции в зависимости от показателя преломления кристаллов. Точки показывают экспериментальные значения времени затухания, измеренные в различных кристаллах фторидов, бромидов, хлоридов, гранатов, активированных ионами церия и празеодима

## 2. Световой выход

- Конверсионная или энергетическая эффективность сцинтиллятора:

$$\eta = \frac{\langle h\nu_r \rangle N_{ph}}{E_\gamma},$$

в этом выражении  $N_{ph}$  - полное число фотонов со средней энергией  $\langle h\nu_r \rangle$ , испускаемых при поглощении одной частицы ионизирующего излучения с энергией  $E_\gamma$



## 2. Световой выход

- Средняя энергия испускаемого излучения:

$$\langle h\nu_r \rangle = \frac{\int_{\nu_{min}}^{\nu_{max}} h\nu_r I(\nu_r) d\nu_r}{\int_{\nu_{min}}^{\nu_{max}} I(\nu_r) d\nu_r},$$

Энергетическая эффективность является физическим параметром сцинтилляционного кристалла, которая имеет большое значение в детекторах с интегральным режимом работы. **Для NaI-Tl – 8-13% (42000 фотонов/МэВ)**

## 2. Световой выход

- На практике чаще всего используется другая характеристика – световой выход сцинтиллятора. Он определяется числом электрон-дырочных пар  $n_{eh}$ , которые создаются в ионизационном треке, после попадания частицы высокой энергии  $E_\gamma$  в сцинтиллятор

$$n_{eh} = \frac{E_\gamma}{\beta E_g}.$$

## 2. Световой выход

Световой выход ( $LY$ ), который определяется как число испущенных сцинтиллятором фотонов на один поглощенный МэВ энергии равен в таком случае:

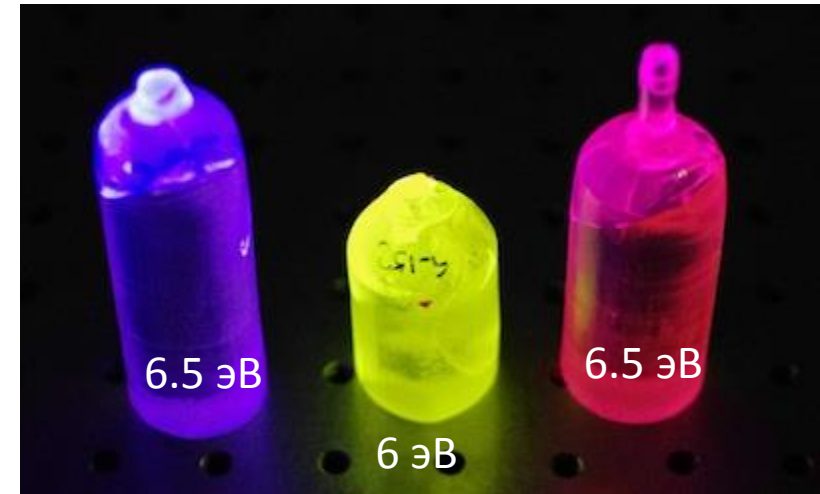
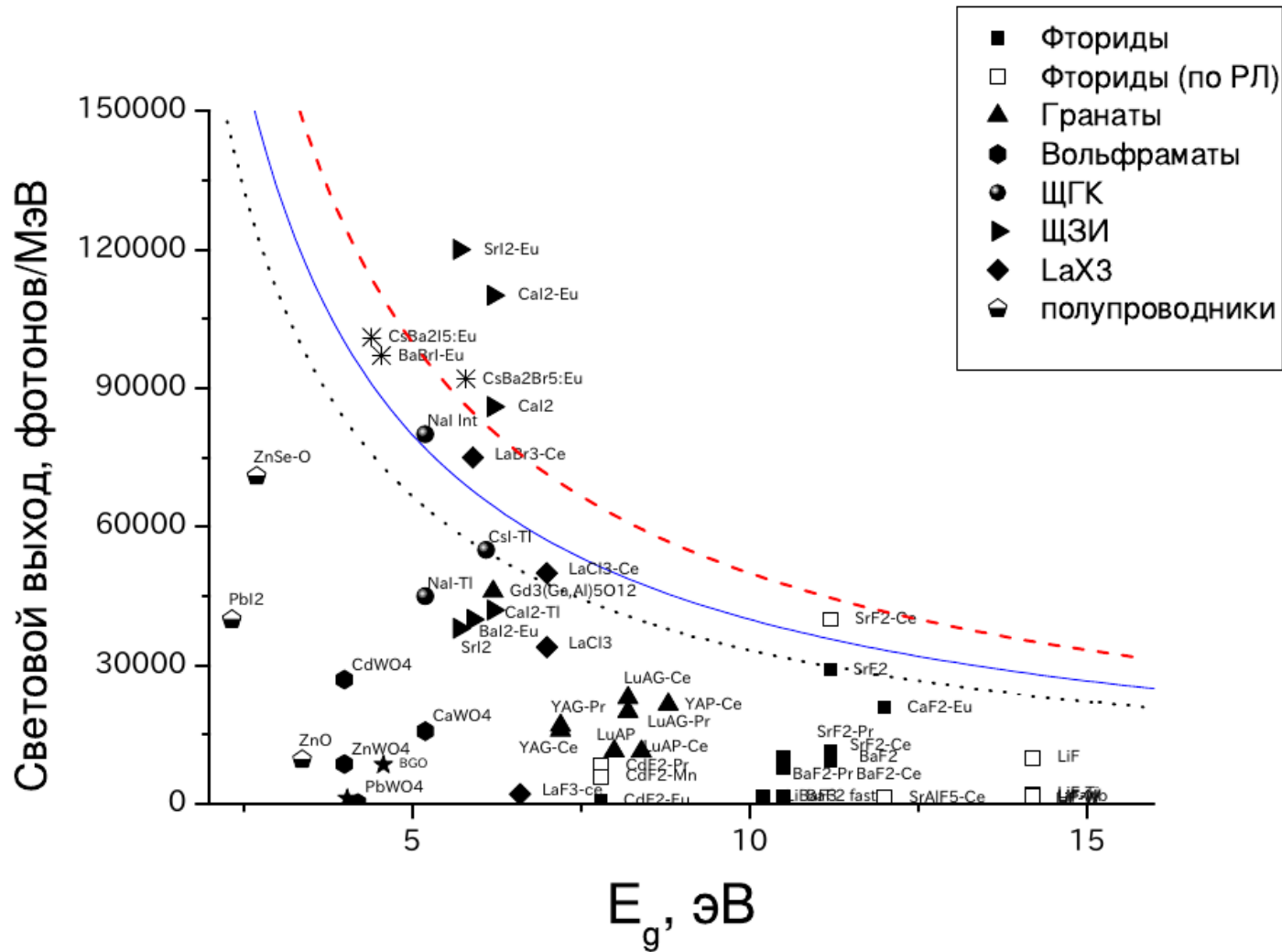
$$LY = 10^6 \frac{SQ}{\beta E_g}, \quad (5.9)$$

в этом выражении  $S$  – эффективность электрон-дырочного переноса на центр свечения,  $Q$  – квантовая эффективность люминесценции оптического центра,  $\beta$  – константа. Отметим, что максимальное значение для  $Q$  и  $S$  равно единице. С учетом (5.8) выражение для энергетической эффективности можно переписать следующим образом:

$$\eta = \frac{SQ}{\beta} \frac{h\nu_m}{E_g}. \quad (5.10)$$

Таким образом, энергетическая эффективность сцинтиллятора определяется величиной соотношения  $h\nu_m/E_g$ . Чем больше это отношение, тем энергетическая эффективность выше.

## 2. Световой выход

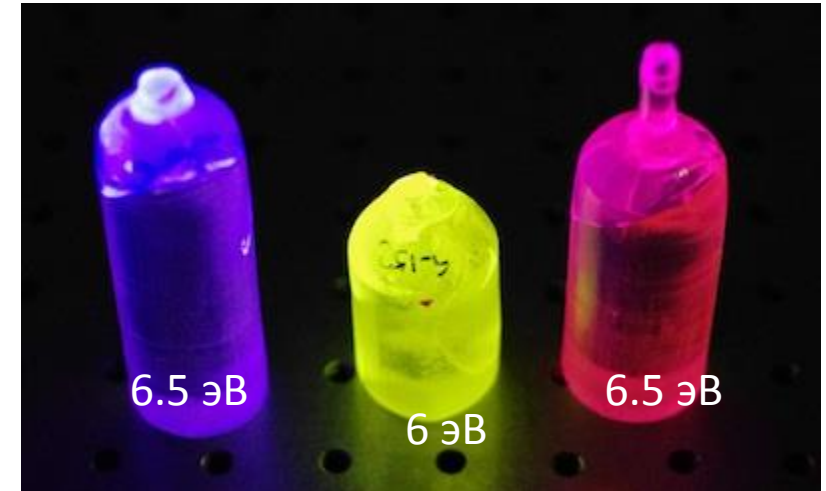


Lu<sub>2</sub>SiO<sub>5</sub>:Ce, Gd<sub>3</sub>(Ga,Al)<sub>5</sub>O<sub>12</sub>:Ce and Lu<sub>2</sub>SiO<sub>5</sub>:Ce,Eu (Eu is a codopant ion).

## 2. Световой выход

Таким образом, энергетическая эффективность сцинтиллятора определяется величиной соотношения  $h\nu_m/E_g$ . Чем больше это отношение, тем энергетическая эффективность выше.

Выражение  $\beta E_g$  имеет смысл средней энергии, которая необходима для образования одной термализованной электрон-дырочной пары в кристалле с запрещенной зоной  $E_g$ . Возможные значения константы  $\beta$  и их обсуждение проводятся в предыдущей главе. Для полупроводников с шириной запрещенной зоны от 0,7 эВ (Ge) до 3 эВ (SiC) и широкой валентной зоной, теоретически рассчитанное и экспериментально установленное значение  $\beta$  составляет порядка 3 [2]. Для кристаллов с большой шириной запрещенной зоны это значение лежит в пределах между 2 и 3 [3].

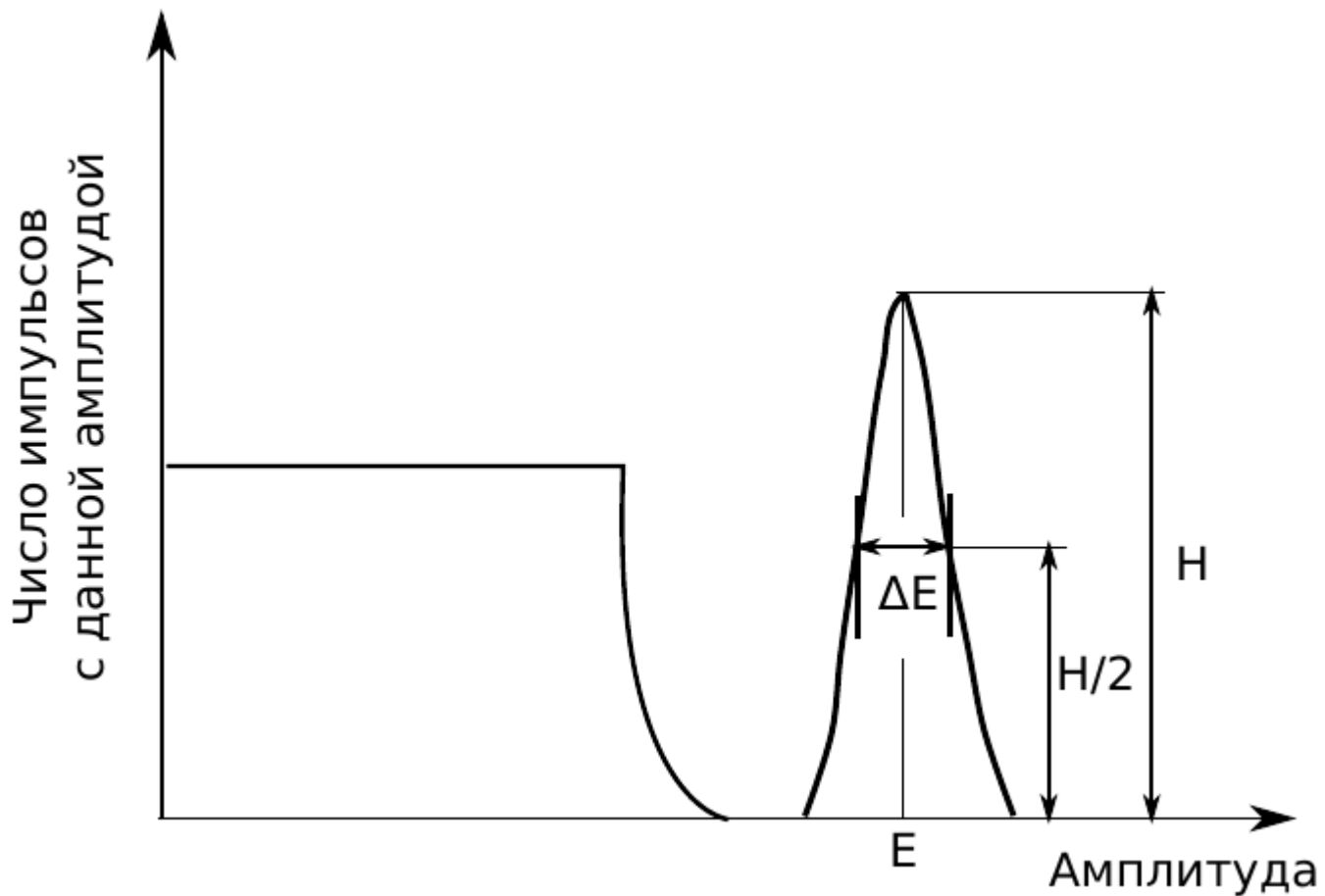


Lu<sub>2</sub>SiO<sub>5</sub>:Ce, Gd<sub>3</sub>(Ga,Al)<sub>5</sub>O<sub>12</sub>:Ce and Lu<sub>2</sub>SiO<sub>5</sub>:Ce,Eu (Eu is a codopant ion).

# 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  $\delta$ -функцией. Однако в реальности он имеет некоторую конечную ширину. Энергетическое разрешение определяется величиной ширины пика полного поглощения на полувысоте в амплитудно-импульсном спектре ( $\Delta E$ ) 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

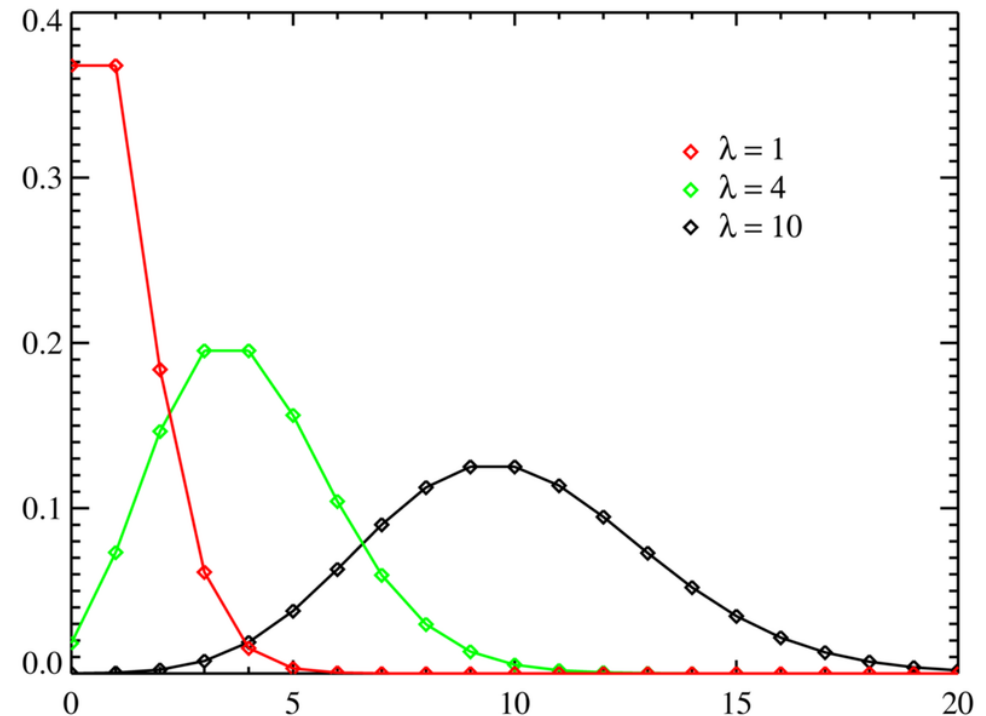




# 3. Энергетическое разрешение сцинтиллятора. Распределение Пуассона

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.

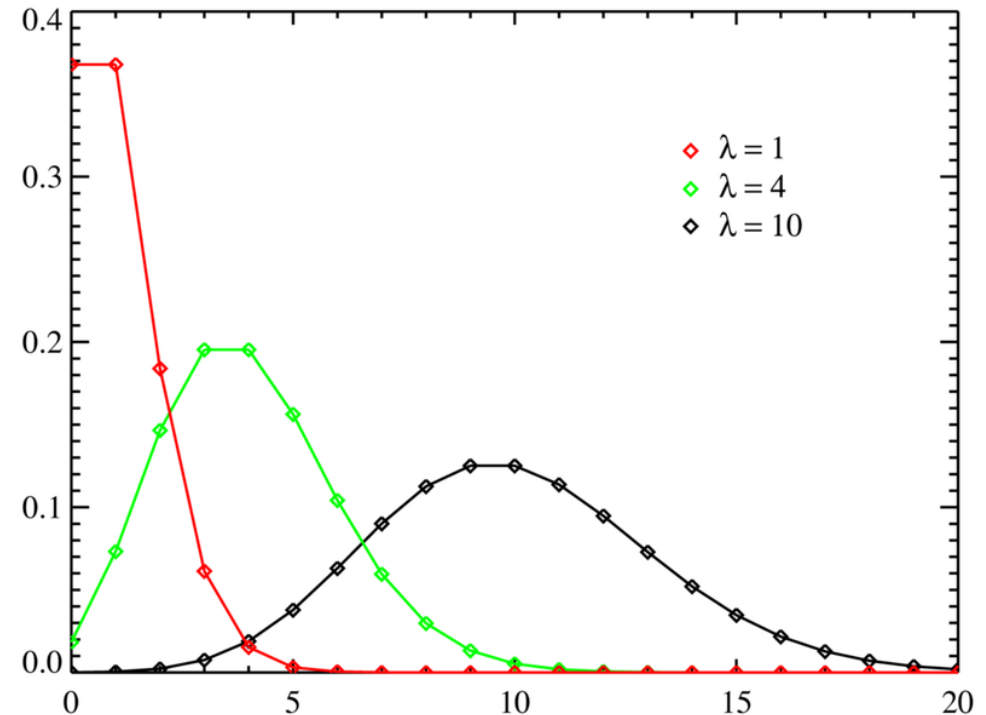
$$p(k) \equiv \mathbb{P}(Y = k) = \frac{\lambda^k}{k!} e^{-\lambda}$$



### 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.

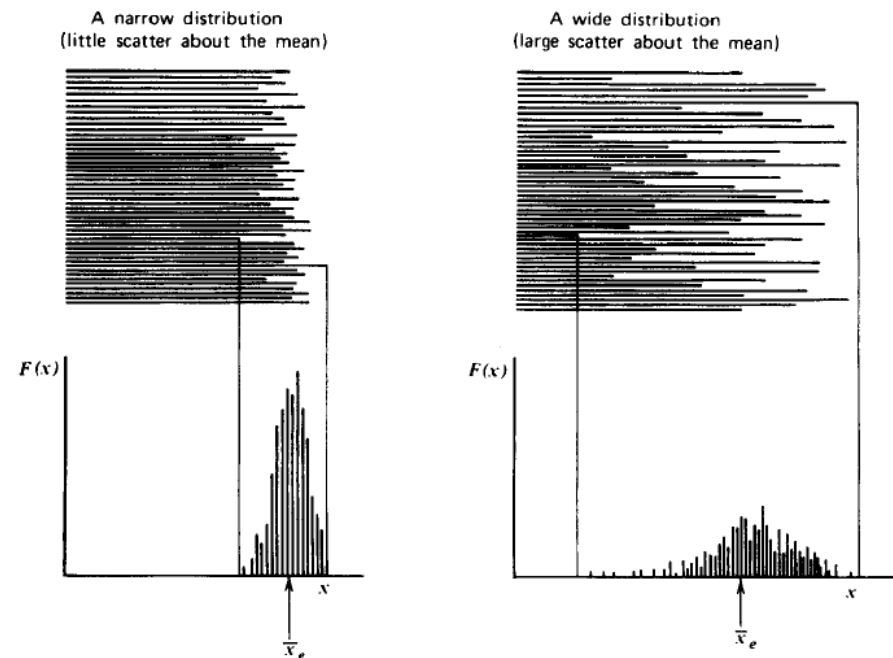
$$p(k) \equiv \mathbb{P}(Y = k) = \frac{\lambda^k}{k!} e^{-\lambda}$$



# 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.

$$p(k) \equiv \mathbb{P}(Y = k) = \frac{\lambda^k}{k!} e^{-\lambda}$$



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

### 3. Энергетическое разрешение сцинтиллятора. Распределение Пуассона

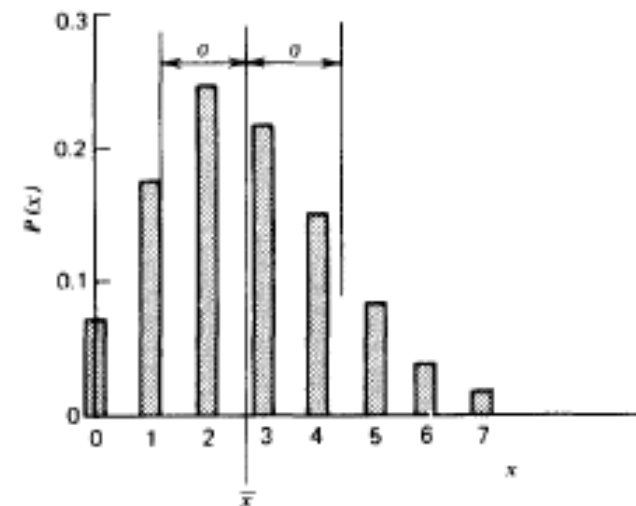
Распределение Пуассона — вероятностное распределение дискретного типа, моделирует случайную величину, представляющую собой число событий, произошедших за фиксированное время, при условии, что данные события происходят с некоторой фиксированной средней интенсивностью и независимо друг от друга.

$$P(x) = \frac{(\bar{x})^x e^{-\bar{x}}}{x!}$$

$$\bar{x} = \sum_{x=0}^N xP(x)$$

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

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



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

### 3. Энергетическое разрешение сцинтиллятора. Распределение Пуассона

Ширина на полувысоте FWHM:

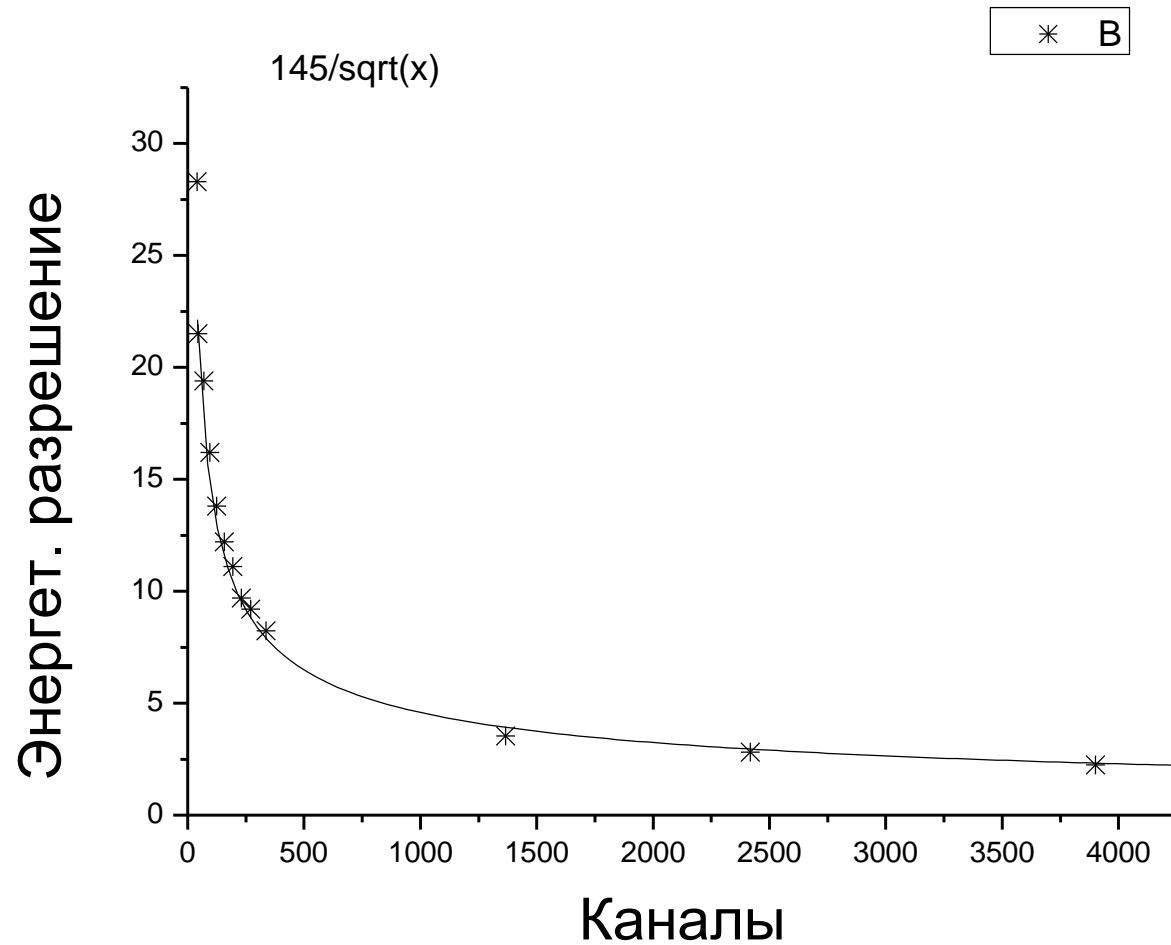
$$FWHM = 2\sqrt{2 \ln 2} \sigma \approx 2.355 \sigma.$$

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

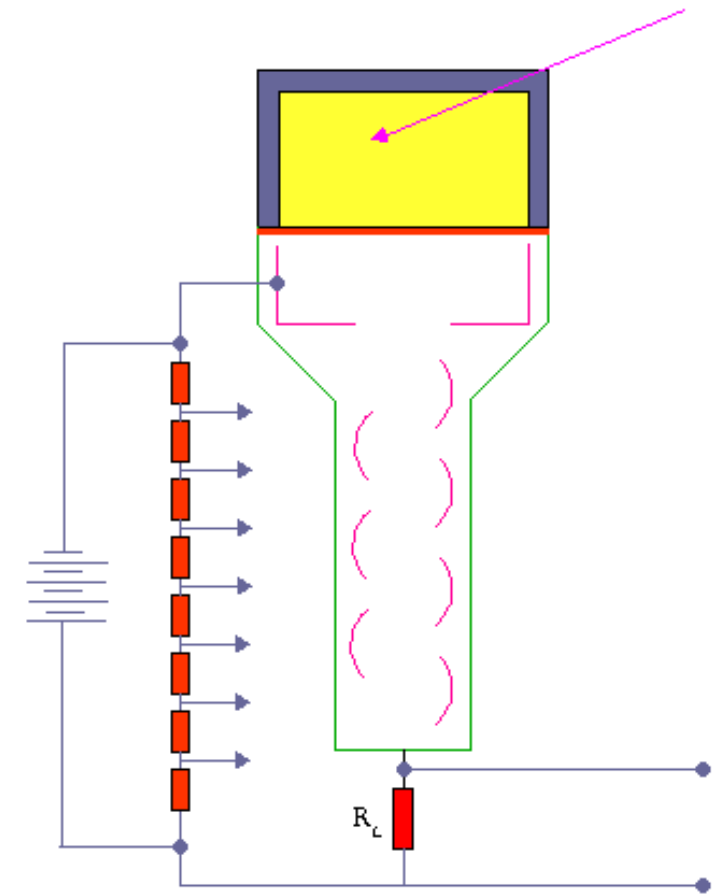
$$R = \frac{\Delta E}{E} = \frac{FWHM}{E} = \frac{2\sqrt{2 \ln 2} \sigma}{E} = \frac{2\sqrt{2 \ln 2} \sqrt{E}}{E} = \frac{2.355}{\sqrt{E}}$$

Предельное энергетическое разрешение обратно пропорционально амплитуде импульса

# 3. Энергетическое разрешение



\* В



### 3. Энергетическое разрешение

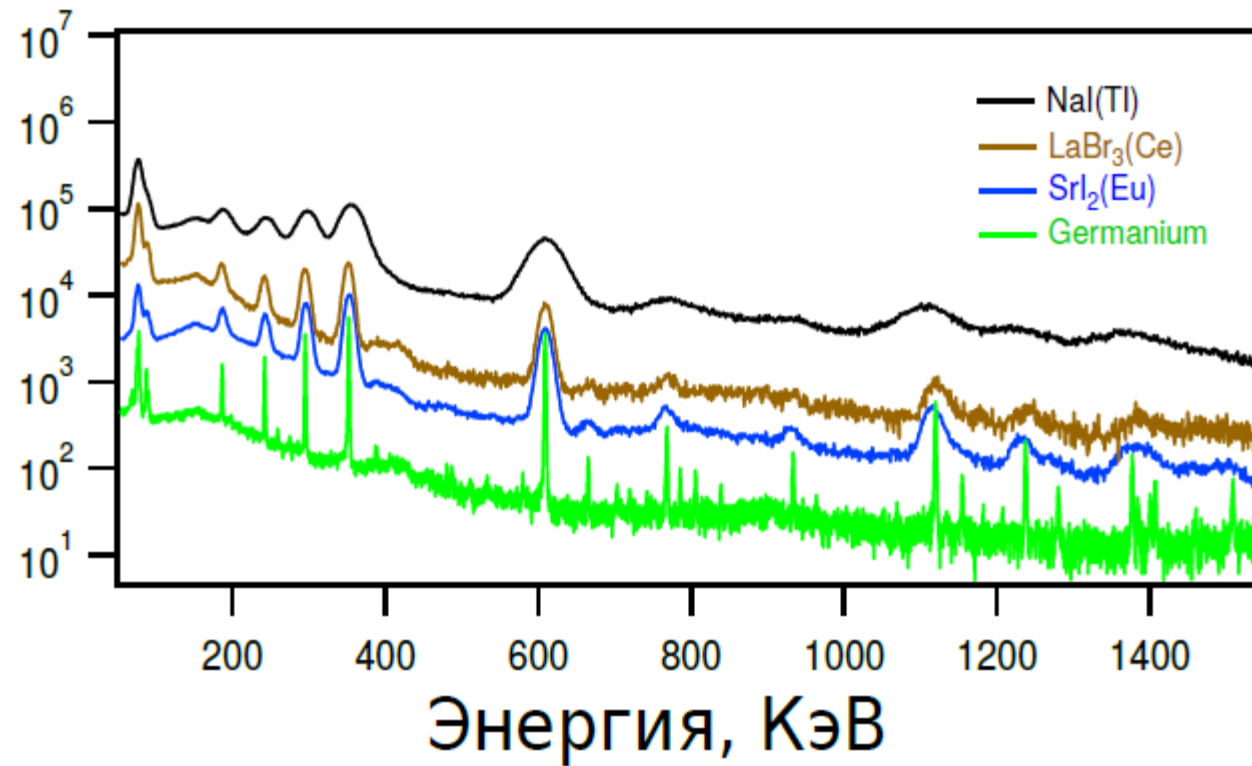


Рис. 3.8. Амплитудный спектр импульсов изотопа  $^{226}\text{Ra}$ , измеренные различными сцинтилляторами и германиевым детектором

# 2. АНАЛИТИЧЕСКОЕ РАДИОМЕТРИЕ

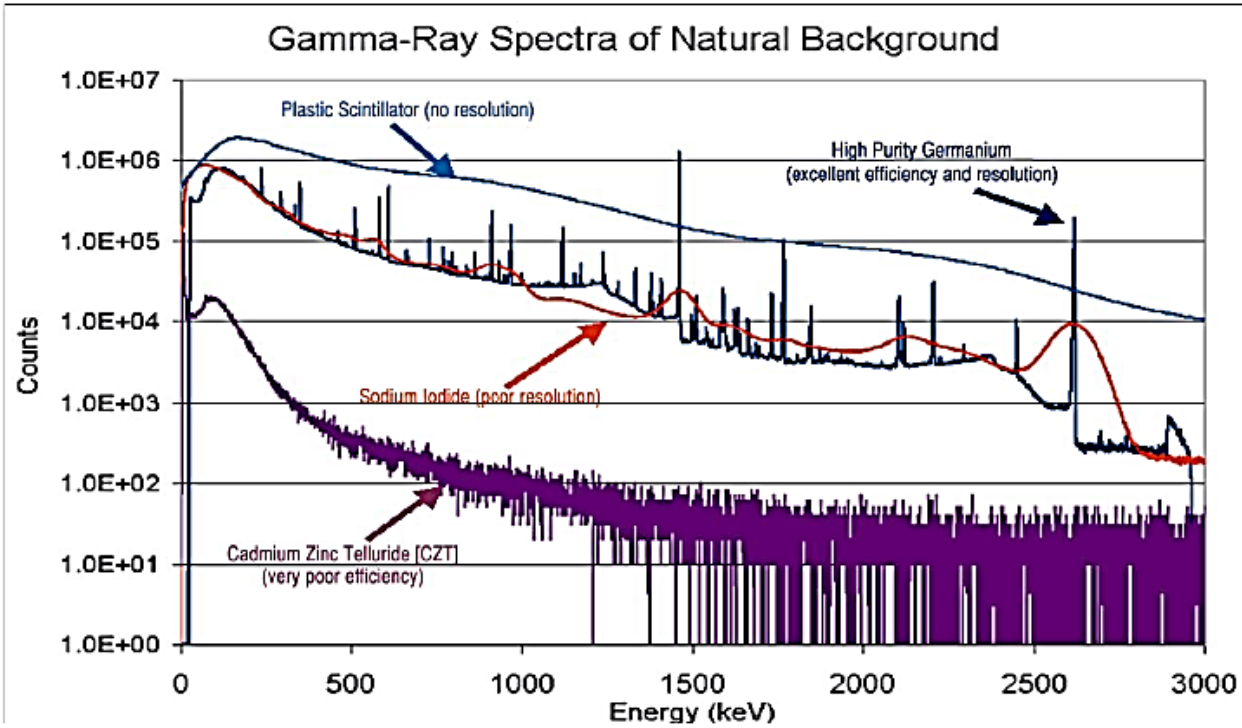


Figure 1

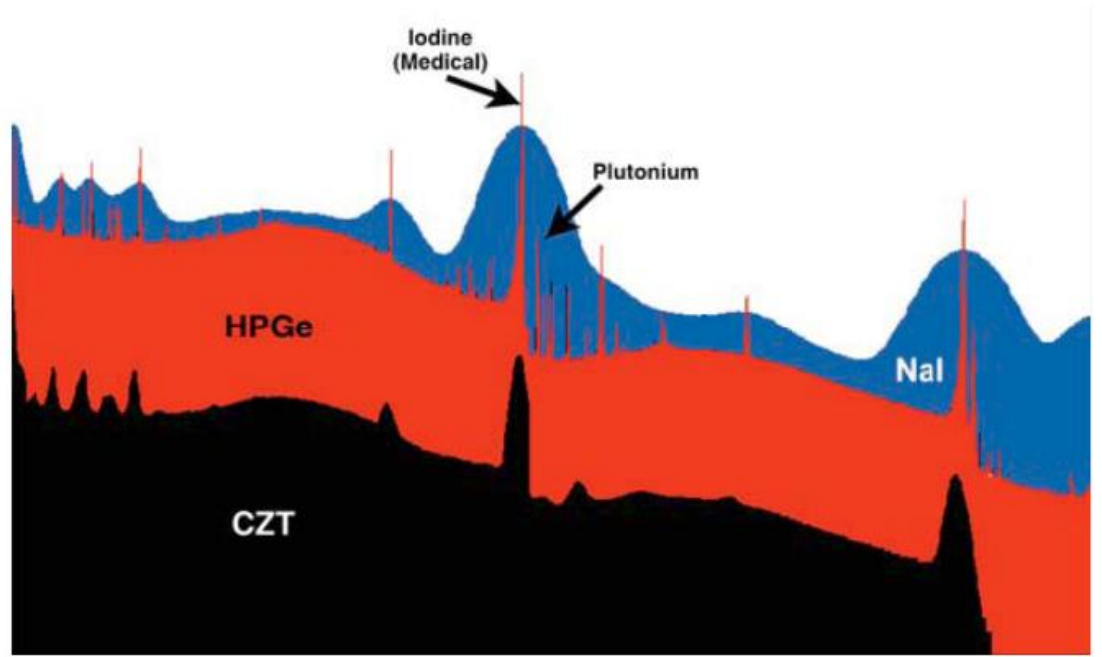
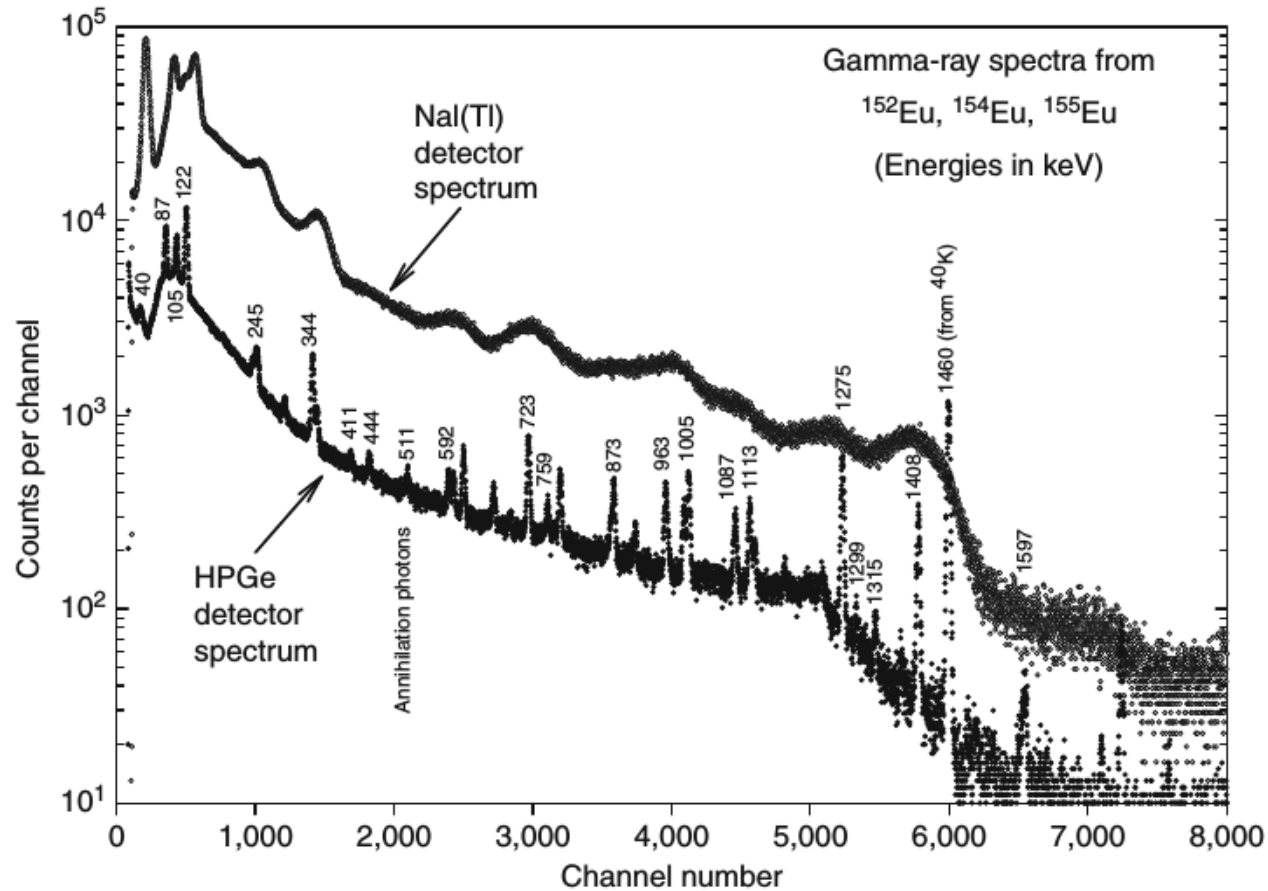


Figure 2: Radioactive Material Fingerprints of Same Material Viewed with Three Types of Technology

Every radionuclide of concern in homeland security naturally emits a unique set of one or more gamma ray energies from which it can be uniquely identified not unlike a fingerprint uniquely identifies an individual person. These energies are measured in units of electron volts (eV) or Kilo-electron volts (KeV) and most are found within the range of 30 KeV to 3000 KeV. They are not however uniformly spread across this range. Many are tightly spaced with only a few KeV or less between them. To make identifications accurately, one needs to be able to measure these energies to approximately 1/10<sup>th</sup> of 1 percent. HPGe detectors can provide this level of accuracy while NaI detectors provide only about 6 parts in 100. This problem is obvious when you look at the comparable spectra produced by NaI and HPGe detectors.



### 3. Энергетическое разрешение



■ Fig. 11

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

### 3. Энергетическое разрешение

$$\text{FWHM} = \left[ (\text{FWHM}_{\text{noise}})^2 + \left( 2.35\sqrt{wFE} \right)^2 \right]^{1/2}, \quad (31)$$

where  $w$  is the average energy to produce an electron–hole pair,  $E$  is the photon energy, and  $F$  is the Fano factor (typically 0.1). The Fano factor is a correction factor to account for typically higher energy resolution than predicted from pure Gaussian statistics. For these reasons, Si does have importance as an x-ray spectrometer for applications such as x-ray fluorescence, x-ray microanalysis, particle-induced x-ray emission (PIXE), x-ray absorption spectroscopy (XAS), x-ray diffraction, and Mössbauer spectroscopy at energies generally below 50 keV.

### 3. Энергетическое разрешение

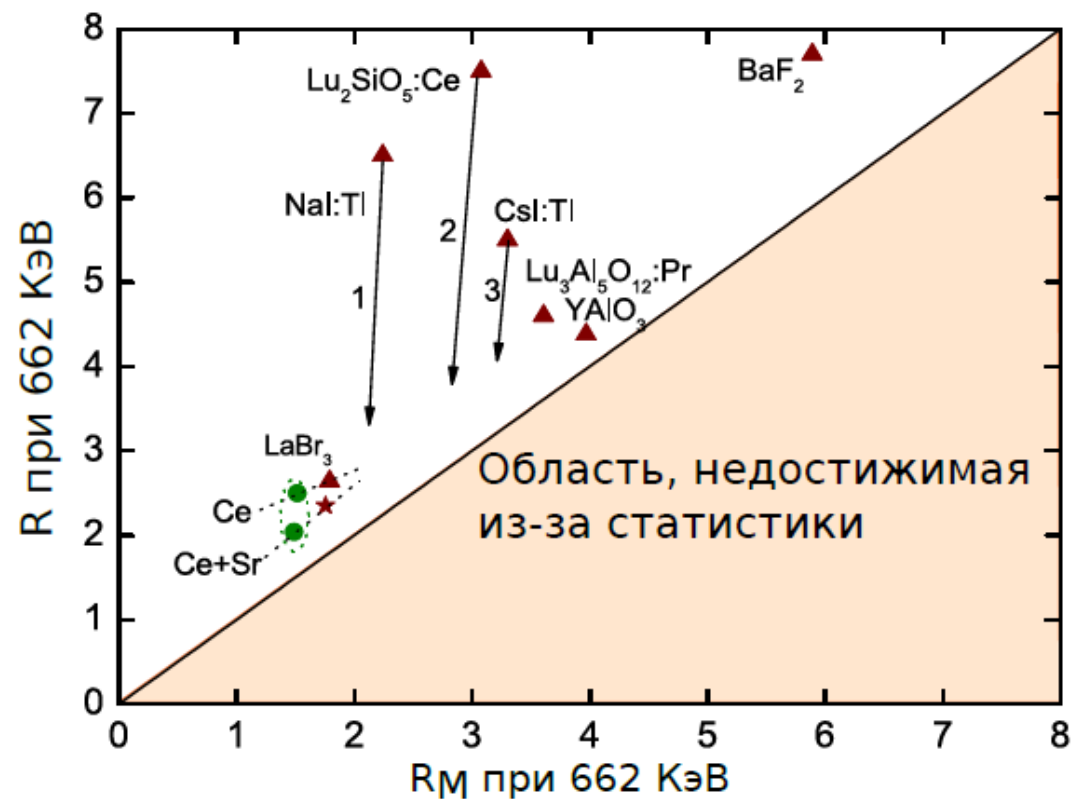


Рис. 5.6. Энергетическое разрешение широко распространенных сцинтилляторов, измеренное ФЭУ с мультищелочным фотокатодом, в зависимости от вклада статистики фотонов  $R_M$ . Два обведенных значения измерены с помощью нового ФЭУ Hamamatsu R6231-100. Стрелками показан потенциал для улучшения разрешающей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

# 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 квантовой эффективности люминесценции

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

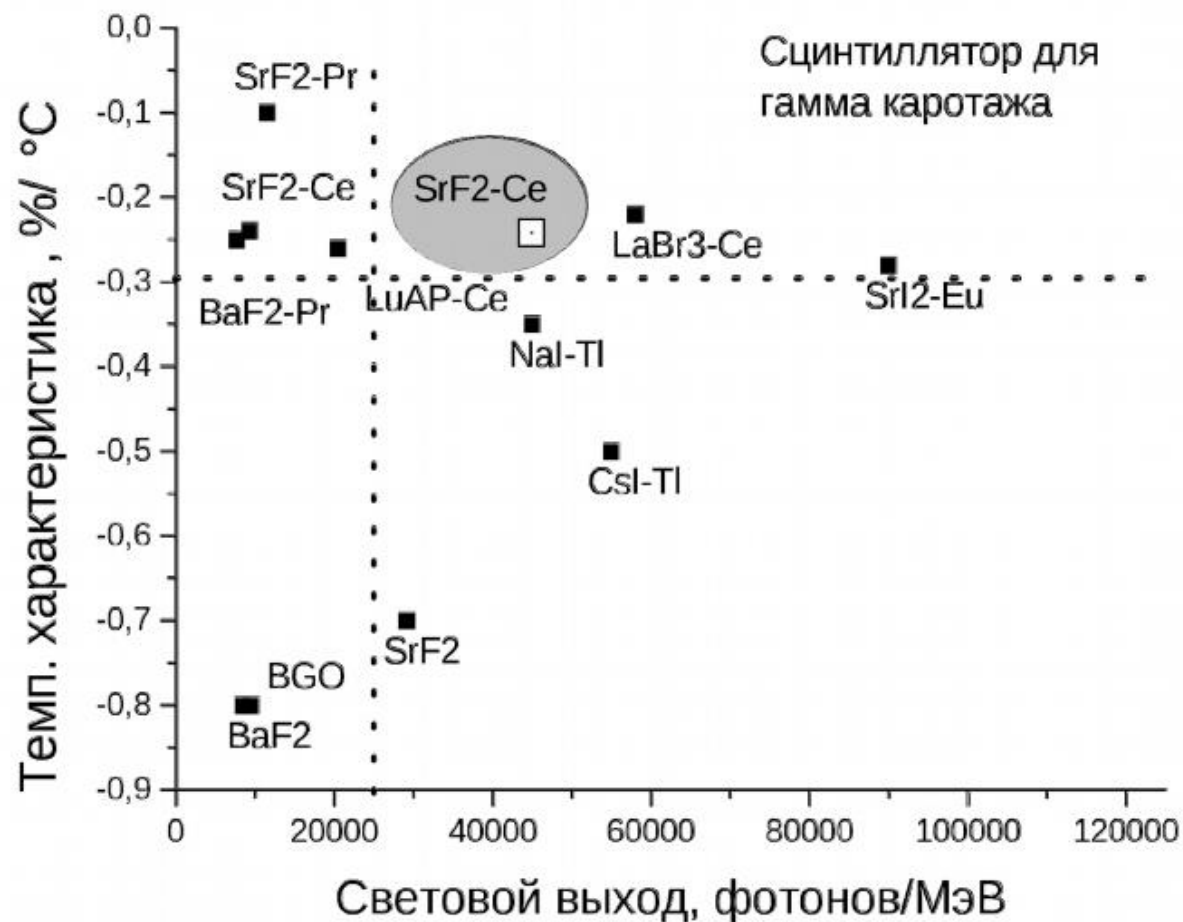
## 4. Температурная зависимость светового выхода

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  $\alpha_T$  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  $\text{Pr}^{3+}$  – 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 Зв = 1 Дж/кг = 1 м<sup>2</sup>/с<sup>2</sup> (для излучений с коэффициентом качества, равным 1,0).



# 5. Радиационная стойкость кристаллов

Вид излучения	Коэффициент качества
Источник	
<u>Фотоны</u> ( <u><math>\gamma</math>-излучение</u> и <u>рентгеновские лучи</u> ), по определению	1
<u><math>\beta</math>-частицы</u>	1
<u>Мюоны</u>	
<u><math>\alpha</math>-частицы</u>	10
<u>Нейтроны</u> (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 <sub>4</sub>	$> 2 \cdot 10^4$
NaI-Tl	$> 10^3$
CsI-Tl	$> 2 \cdot 10^5$
BGO	$10^3 - 10^4$
CdWO <sub>4</sub>	$10^3$
LuAG-Pr	$10^5$
YAG-Ce	$10^{12}$
BaF <sub>2</sub>	$10^5$
LaBr <sub>3</sub>	$1, 1 \cdot 10^5$

# 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.

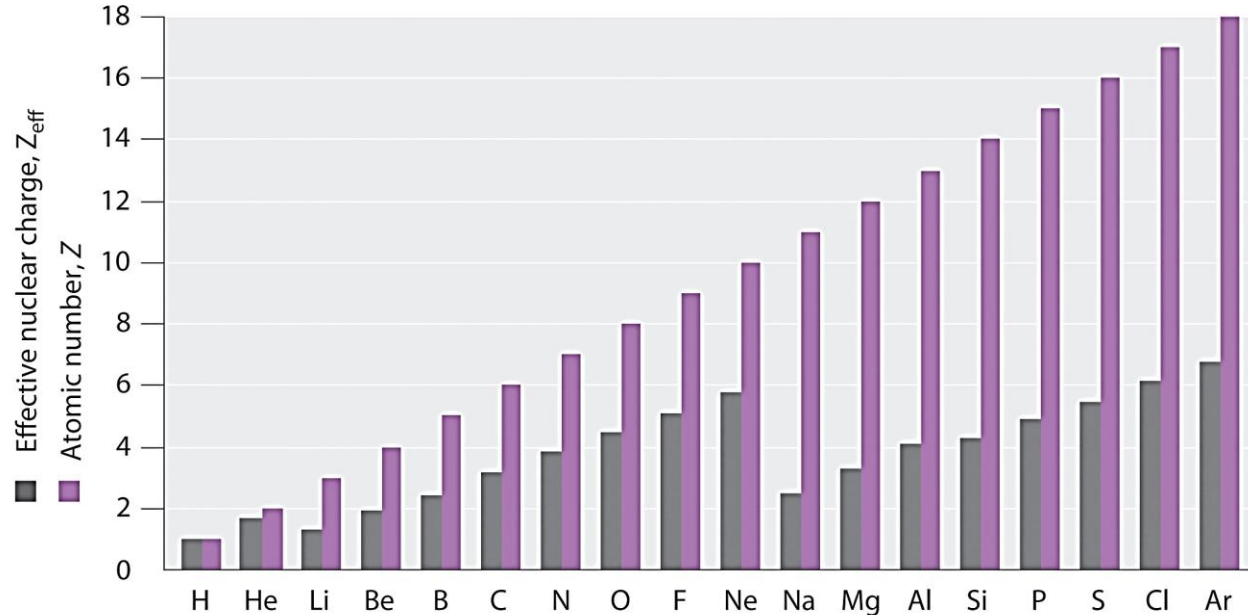
2. В результате поглощения квантов высокой энергии может происходить перестройка или преобразование центров свечения, ответственных за сцинтилляции, соответственно происходит изменение в спектральном диапазоне люминесценции, может также возрастать вероятность безызлучательных переходов в таких центрах. Например, в кристаллах, активированных трехвалентными редкоземельными ионами, в результате больших поглощенных доз гамма-излучения центры  $\text{Re}^{3+}$  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

В случае регистрации  $\beta$ -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.

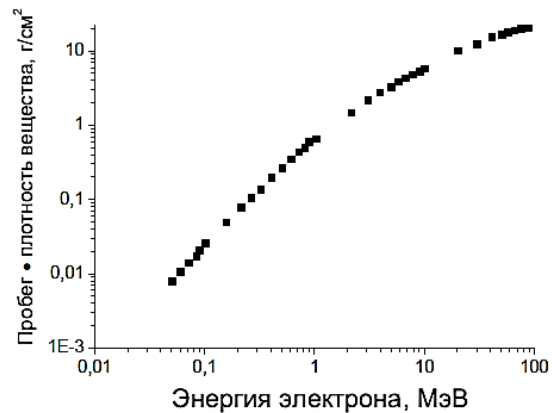


Рис. 3.7. Зависимость длины пробега электронов в кристалле NaI–Tl от их энергии [6]

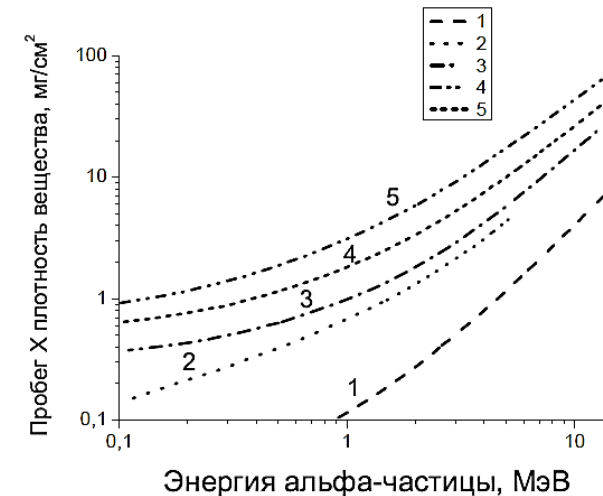


Рис. 3.4. Кривые зависимости средней величины пробега альфа-частицы в материале от ее энергии: 1 – в водороде; 2 – на воздухе; 3 – в кремнии; 4 – в германии; 5 – в золоте [6; 7]

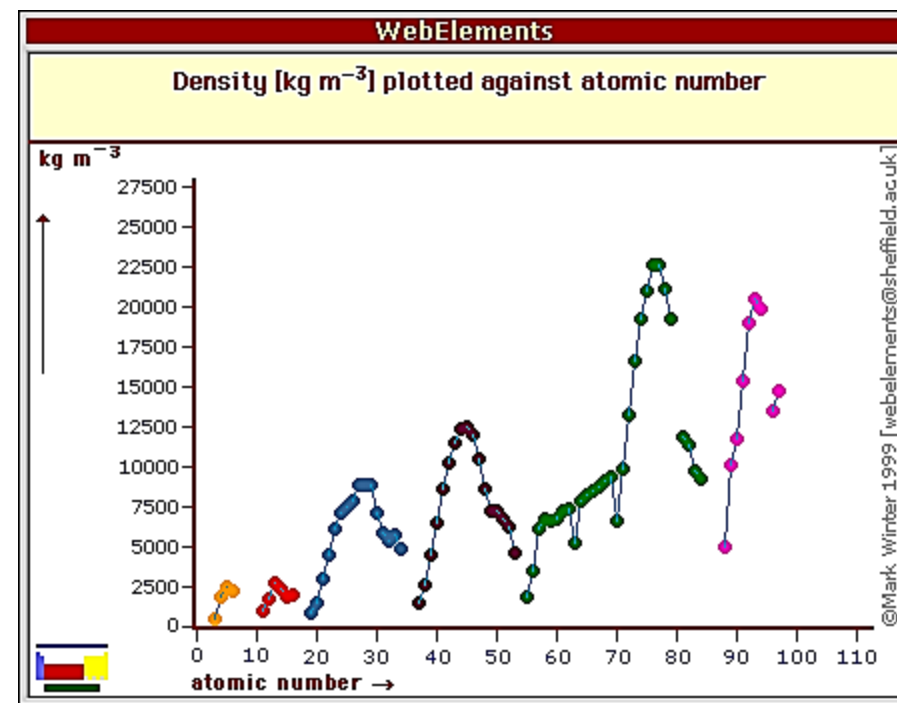
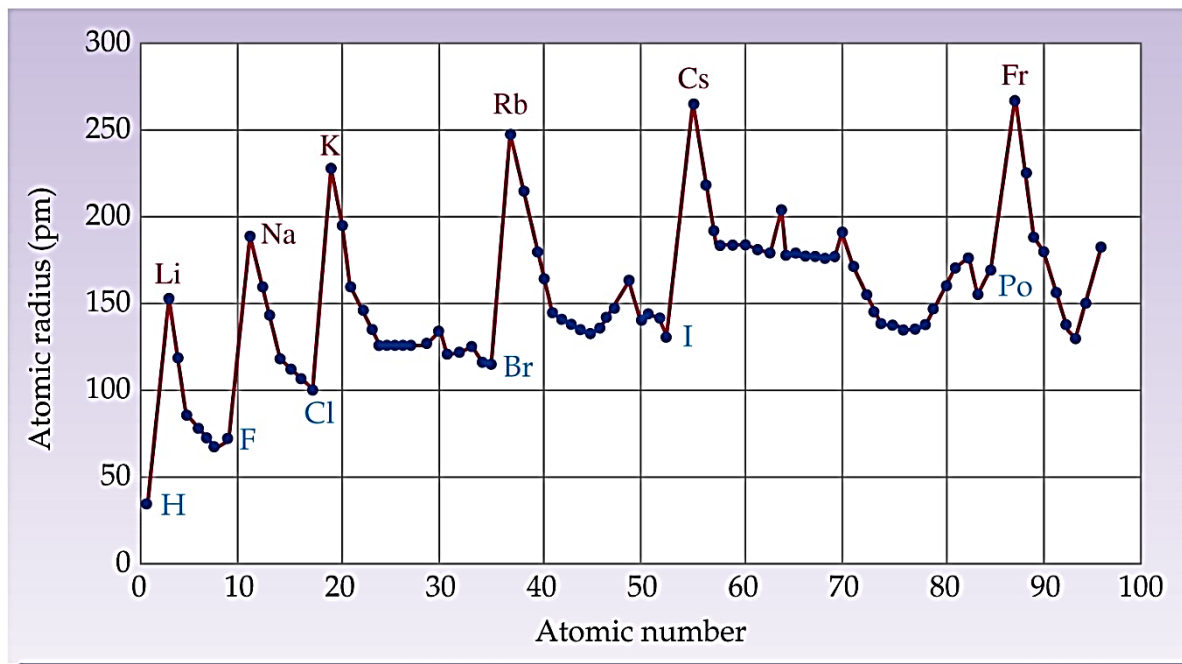
## 6. Плотность

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  $\text{BaLiF}_3$  (5,2 г/см<sup>3</sup>), в котором содержится легкий литий, выше плотности кристалла фторида бария (4,89 г/см<sup>3</sup>). В физике высоких энергий используются материалы с плотностью выше 6 г/см<sup>3</sup> -  $\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$  (BGO), с плотностью 7,13 г/см<sup>3</sup>;  $\text{CdWO}_4$  - 7,9 г/см<sup>3</sup>;  $\text{PbWO}_4$  и  $\text{LuAlO}_3\text{-Ce}$  (LuAP-Ce) - 8,3 г/см<sup>3</sup>, а также более «тяжелый» сцинтиллятор  $\text{Lu}_3\text{TaO}_7\text{-Ce}$  с плотностью порядка 10 г/см<sup>3</sup>.
- 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

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

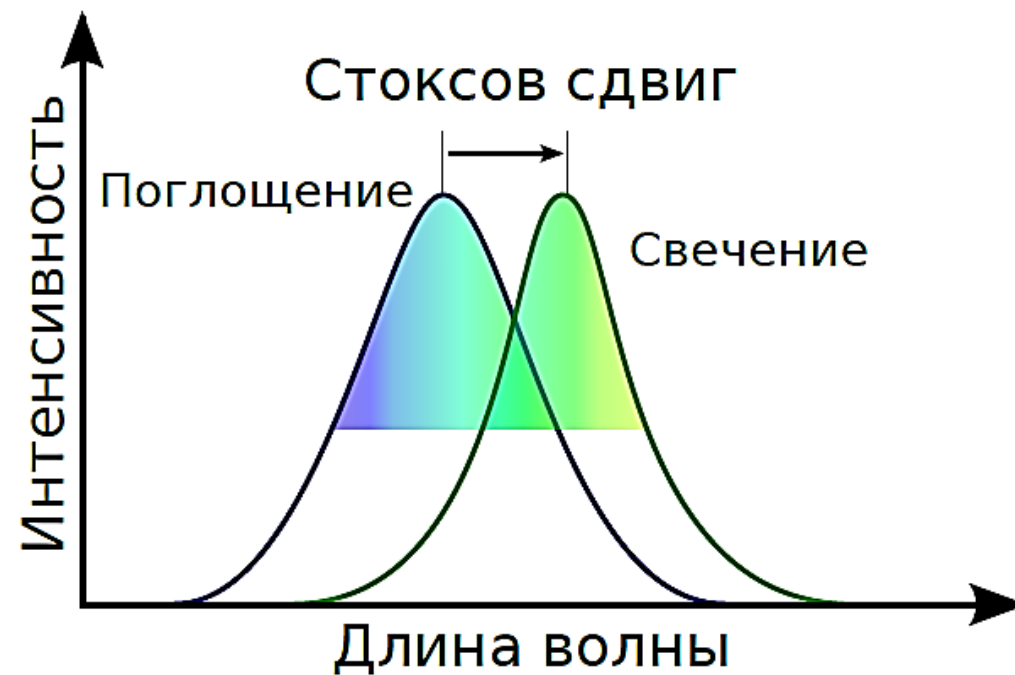


Рис. 5.9. Стоксов сдвиг в кристаллах

# 7. Реабсорбция

В табл. 5.2 приведены величины стоксова сдвига для ряда сцинтилляционных кристаллов. Реабсорбция вносит большой вклад в сцинтилляционные характеристики данных материалов. Малый стоксов 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 стоксова сдвига мала. Это приводит к тому, что кристаллы большого размера с примесью ионов  $\text{Eu}^{2+}$  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
$\text{BaBrI-Eu}$	0,48
$\text{Ba}_2\text{CsI}_5\text{-Eu}$	0,15
$\text{CsSrI}_3\text{-Eu}$	0,55

# Таблица. Заполнить для бонуса на зачете

Применение	Свойства		
	Время затухания	Световой выход	...
Геофизика	Сцинтиллятор и его характеристика		....
Медицина			
...			

Таблица 5.3

## Сцинтилляционные характеристики некоторых материалов

Кристалл	Время затухания	Длина волны свечения	Плотность	Световой выход	Энерг. разрешение	Темп. коэффициент	Гигроскопичность
	$\lambda_{em}$	$\tau$	$\rho$	$LY$	$R$	$\alpha_T$	
	нс	нм	г/см <sup>3</sup>	фотонов/МэВ	%	%/°С	
NaI–Tl	250	415	3,67	40 000	7	-0,3	да
CsI–Tl	1000	550	4,51	55 700	6,2	-0,32	
CsI–Na	630	420	4,51	41 000	7,4	-0,24	
LaBr <sub>3</sub> –Ce	30	375	5,1	74 000	2,7–3,2	-0,21	
SrI <sub>2</sub> –Eu	1200	435	4,6	120 000	2,8–3	-0,25	
CsBa <sub>2</sub> I <sub>5</sub> –Eu	1200	435; 466	5,2	102 000	2,55		
LSO–Ce (Lu <sub>2</sub> SiO <sub>5</sub> –Ce)	40	420	7,4	33 000	7,9	-0,75	
CdWO <sub>4</sub>	12 000	475	7,9	27 000	8		
PWO (PbWO <sub>4</sub> )	6	420	8,28	200			
BGO (Bi <sub>4</sub> Ge <sub>3</sub> O <sub>12</sub> )	300	480	7,13	8200	8,5	-1,7	нет
BaF <sub>2</sub>	600	280	4,88	10 000	9	-0,9	
BaF <sub>2</sub> –Pr <sup>3+</sup>	21	228; 257		7700	11	-0,25	
SrF <sub>2</sub>	1000	285	4,18	29 200	10	-0,85	
SrF <sub>2</sub> –Ce <sup>3+</sup>	130	310; 325		9300	13	-0,2	
SrF <sub>2</sub> –Pr <sup>3+</sup>	25	232; 250		11 800	11	-0,08	
YAG–Ce (Y <sub>3</sub> Al <sub>5</sub> O <sub>12</sub> –Ce)	70	550	4,55	16 700	9	-0,5	
LuAG–Pr (Lu <sub>3</sub> Al <sub>5</sub> O <sub>12</sub> –Pr)	20	310	6,7	25 000	7	-0,17	

# Выводы

- 1) Изучены основные свойства сцинтилляторов: скорость сцинтилляций, световой выход, энергетическое разрешение, радиационная стойкость, плотность, реабсорбция
- 2) Идеальный сцинтиллятор должен иметь высокий световой выход и энергетическое разрешение, быструю скорость сцинтилляций, высокую плотность и радиационную стойкость

# Задачи на дом

1. Оценить его энергетическое разрешение для энергии гамма-излучения 1,28 МэВ от источника  $^{22}\text{Na}$ , если энергетическое разрешение имеющегося сцинтиллятора  $\text{NaI(Tl)}$  составляет 7 % при использовании источника  $^{137}\text{Cs}$ .
2. Определите энергию комптоновского края от источника  $^{60}\text{Co}$ , рассчитайте положение пика обратного рассеяния на амплитудном спектре импульсов частиц с энергиями 1,2 и 3 МэВ.
3. Про радиоизотопный источник известно, что он не выделяет никаких гамма-квантов с энергией 511 КэВ, но пик в записанном амплитудном спектре по своему положению соответствует этой энергии. Дайте два возможных объяснения появлению этого пика.
4. Рассчитайте максимальную энергию, поглощенную сцинтиллятором, если гамма-квант с энергией 1 МэВ претерпел двукратное комптоновское рассеяние и затем вылетел из сцинтиллятора.
5. Рассчитайте световой выход сцинтиллятора (в фотоэлектронах/МэВ), если его энергетическое разрешение составляет 7 % при использовании источника  $^{137}\text{Cs}$ , а разрешение пика (1,17 КэВ) от источника  $^{60}\text{Co}$  составляет 5 %.
6. Рассчитать  $Z_{\text{eff}}$  следующих соединений  $\text{BaBr}_2$ ,  $\text{BaBrI}$ ,  $\text{LaBr}_3$ ,  $\text{BaF}_2$ ,  $\text{LiBaF}_3$ . Построить зависимость  $Z_{\text{eff}}$  от их плотности