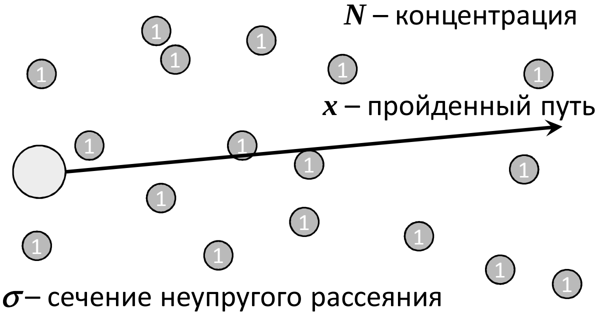
Распространение быстрых заряженных частиц через вещество

Потери энергии частицей на возбуждение и ионизацию

$\boldsymbol{N}$ – концентрация



$\boldsymbol{\sigma}$ – сечение неупругого рассеяния

$\boldsymbol{T}$ – кин. энергия частицы

Общая формула для потери энергии на единицу длины

Число столкновений частицы на длине пути $\boldsymbol{dx}$ с переходом атома $\mathbf{1}\to \boldsymbol{n}$

$$N\sigma'_{n,1}dx$$

$$\sigma'_{n,1} = \int\left(\frac{d\sigma'_{n,1}}{do}\right)do$$

Скорость частицы «включена» в сечение

Энергия, теряемая частицей в каждом акте рассеяния

$$\left(dT_n\right)_{однократн} = T_{начальное} - T_{конечное} = -(E_n - E_1)$$

Потери энергии частицей на длине $\boldsymbol{dx}$ в канале, соответствующем переходу атомов $\boldsymbol{1}\to\boldsymbol{n}$

$$dT_n = -N\sigma'_{n,1}\left(E_n - E_1\right)dx$$

Полная потеря энергии частицей на единице длины

$$\frac{dT}{dx} = \sum_n \frac{dT_n}{dx} = -\sum_n N\sigma'_{n,1}\left(E_n - E_1\right) =$$

$$= -N\sum_n \int \left(E_n - E_1\right)\left(\frac{d\sigma'_{n,1}}{do}\right)do \qquad \vec{q} = \vec{k} - \vec{k}'$$

$$\boxed{\frac{dT}{dx} = -N\sum_n \int_{q_{\min}}^{q_{\max}} \left(E_n - E_1\right)d\sigma_{n,1}(q)}$$

Вычисление $\frac{dT}{dx}$

Сечение неупругого столкновения

$$\frac{d\sigma_{n1}}{dq} = 8\pi\left(\frac{e^2}{\hbar\upsilon}\right)^2 \frac{1}{q^3}\left|\int \sum_a e^{-i\vec{q}\vec{r}_a}\psi_n^*\psi_0 d\tau\right|^2$$

$$d\tau = d^3r_1 d^3r_2 \ldots$$

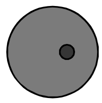
$q_{\min}(n),\ q_{\max}(n)$ вычисление суммы в сильно осложняется

Сила осциллятора

$f_{n1}^{осц}$ – отношение интенсивности спектральной линии ***спонтанного излучения*** атома к интенсивности излучения ***классического диполя*** на собственной частоте, равной частоте перехода

$$\omega_{осцил} = \omega_{n1} = (E_n - E_1)/\hbar$$

Излучение классического диполя



$$E_{осц} = m\frac{\omega^2 a^2}{2}$$

Дипольный момент

$$\vec{d} = -e\vec{r} = -e\vec{a}\cos(\omega t + \varphi)$$

Мощность излучения

$$W = \frac{2}{3c^3}\left|\ddot{\vec{d}}\right|^2 = \frac{2e^2}{3c^3}\left|\ddot{\vec{r}}\right|^2 = \frac{e^2\omega^4}{3c^3}\left|\vec{a}\right|^2 = \dot{E}_{осц}$$

$$\frac{e^2\omega^4}{3c^3}a^2 = m\frac{\omega^2}{2}2a\dot{a} \;\Rightarrow\; E_{осц} = E_0 e^{-t\Big/\frac{3}{2}\frac{mc^3}{e^2\omega^2}}$$

Время затухания спонтанного излучения

$$\Re_{fi} = \frac{1}{\tau_{сп}} = \frac{4}{3}\frac{\omega_{n1}^3}{\hbar c^3}\left|\vec{d}_{n1}\right|^2$$

Сила осциллятора

$$f_{n1}^{осц} = \frac{W_{сп}}{W} = \frac{\tau}{\tau_{сп}} = \left(\frac{4}{3}\frac{\omega_{n1}^3}{\hbar c^3}\left|\vec{d}_{n1}\right|^2\right)\Bigg/\left(\frac{2}{3}\frac{e^2\omega^2}{mc^3}\right)$$

$$\boxed{f_{n1}^{осц} = \frac{2m\omega_{n1}}{\hbar}\left|\vec{r}_{n1}\right|^2}$$

Правило сумм для сил осцилляторов

(дипольное правило Томаса-Райхе-Куна)

$$\sum_n f_{n1}^{осц} = \sum_n \frac{2m\omega_{n1}}{\hbar}\left|\vec{r}_{n1}\right|^2 = Z$$

где Z – число электронов в атоме

Теорема суммирования

Флуктуация плотности вероятности перехода $1 \to n$

$$f_{n1}(q) = (E_n - E_1)\frac{2m}{\hbar^2 q^2}\left|\sum_a^Z \langle n|\, e^{-i\vec{q}\vec{r}_a}\, |1\rangle\right|^2$$

$$\boxed{\sum_n f_{n1}(q) = Z}$$

Вычисление $\dfrac{dT}{dx}$

$$\frac{dT}{dx} = -N\sum_n \int_{q_{min}}^{q_{max}} (E_n - E_1)\, d\sigma_{n,1}(q)$$

$$\frac{d\sigma_{n1}}{dq} = 8\pi\left(\frac{e^2}{\hbar\upsilon}\right)^2 \frac{1}{q^3}\left|\sum_a \langle n|e^{-i\vec{q}\vec{r}_a}|1\rangle\right|^2$$

$$-\frac{dT}{dx} = 4\pi\frac{me^4}{k^2\hbar^2}N\sum_n \int_{q_{min}}^{q_{max}} f_{n1}(q)\frac{dq}{q}$$

При $qa_0 < 1$

$$-\frac{dT}{dx} = 4\pi\frac{me^4}{k^2\hbar^2}N\sum_n\int_{q_{\min}}^{q_{\max}} f_{n1}(q)\frac{dq}{q} \qquad q_{\min} = \frac{E_n - E_1}{\hbar\upsilon}$$

$$-\left(\frac{dT}{dx}\right)_{q_{\min}} = 4\pi\frac{me^4}{k^2\hbar^2}N\sum_n\left(f_{n1}\int_{q_{\min}}^{q_0}\frac{dq}{q}\right) =$$

$$= 8\pi\frac{I_0}{(ka_0)^2}a_0^2N\left[Z\ln q_0 - \sum_n f_{n1}\ln\frac{(E_n - E_1)}{\hbar\upsilon}\right]$$

При $qa_0 > 1$

$$-\frac{dT}{dx} = 4\pi\frac{me^4}{k^2\hbar^2}N\sum_n\int_{q_{\min}}^{q_{\max}} f_{n1}(q)\frac{dq}{q}$$

$$-\left(\frac{dT}{dx}\right)_{q_{\max}} = 4\pi\frac{me^4}{k^2\hbar^2}N\int_{q_0}^{q_{\max}}\sum_n f_{n1}(q)\frac{dq}{q} \approx$$

$$\approx 8\pi\frac{I_0}{(ka_0)^2}a_0^2NZ(\ln q_{\max} - \ln q_0)$$

$$-\frac{dT}{dx} = -\left(\frac{dT}{dx}\right)_{q_{\max}} - \left(\frac{dT}{dx}\right)_{q_{\min}} \approx$$

$$8\pi\frac{I_0}{(ka_0)^2}a_0^2N\left[Z\ln q_0 - \sum_n f_{n1}\ln\frac{(E_n - E_1)}{\hbar\upsilon} + Z(\ln q_{\max} - \ln q_0)\right]$$

$$-\frac{dT}{dx} = 8\pi\frac{I_0}{(ka_0)^2}a_0^2N\left[Z\ln\frac{q_{\max}\hbar\upsilon}{I_0} - \sum_n f_{n1}\ln\frac{E_n - E_1}{I_0}\right]$$

Средняя энергия возбуждения

$$\ln I_1 = \frac{1}{Z}\sum_n f_{n1}\ln(E_n - E_1)$$

Ионизационные потери

$$-\left(\frac{dT}{dx}\right)_{ион} = 4\pi\frac{Ze^4N}{m\upsilon^2}\ln\frac{q_{\max}\hbar\upsilon}{I_1}$$

Для водорода

$I_1 \approx 0.55(me^4/\hbar^2) = 14.9$ эВ

Распространение легких частиц

Торможение электрона

$$qa_0 << 1 \qquad q = \frac{E_n - E_0}{\hbar\upsilon} \qquad E_1 = \frac{\hbar^2 q_{\max}^2}{2m}$$

То есть при передаваемой энергии, меньшей некоторого значения $E_1 << E$

$$-\left(\frac{dT}{dx}\right)_{ион} = 4\pi\frac{Ze^4N}{m\upsilon^2}\ln\frac{q_{\max}\hbar\upsilon}{I_1}$$

При передаче энергии от E_1 до $E_{max}=E/2$

$$-\left(\frac{dT}{dx}\right)_{обм} = \pi Ze^4N\int_{E_1}^{E/2}\frac{E'}{E}\left[\frac{1}{(E')^2} + \frac{1}{(E-E')^2} - \frac{1}{E'(E-E')}\right]dE'$$

$$\boxed{-\frac{dT}{dx} = \frac{2\pi Ze^4N}{m\upsilon^2}\ln\left(\frac{E}{I_1}\sqrt{\frac{e}{2}}\right)}$$

Торможение позитрона

$$-\frac{dT}{dx}=\frac{4\pi Ze^4N}{m\upsilon^2}\ln\left(2\frac{E}{I_1}\right)\approx$$

$$\approx 8\pi ZNa_0^2\frac{I^2}{E}\ln\left(2\frac{E}{I_1}\right)$$

Распространение тяжелых частиц

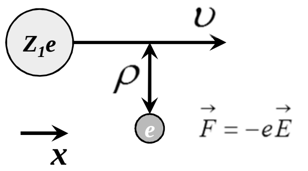
$$q_{\max}\approx 2mV/\hbar$$

$$-\frac{dT}{dx}=4\pi Z\frac{e^4Z_1^2N}{m\upsilon^2}\ln\frac{2m\upsilon^2}{I_1}$$

$$-\frac{dT}{dx}=2\pi Z\frac{e^4Z_1^2}{E}\frac{M}{m}N\ln\left(\frac{2m}{M}\frac{E}{I_1}\right)$$

Распространение релятивистских частиц

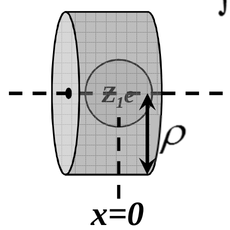
Оценка ионизационных потерь



скорость частицы остается постоянной

$\upsilon\approx const$

$$P_\perp\approx\int F_\perp dt=\frac{1}{\upsilon}\int F_\perp dx$$



$$\int div\vec{E}dV=\oint\vec{E}d\vec{s}=4\pi Z_1e$$

$$\oint\vec{E}d\vec{s}=\int E_\perp 2\pi\rho dx=$$

$$=2\pi\rho\int E_\perp dx$$

$$P_\perp\approx\frac{2Z_1e^2}{\rho\upsilon}$$

$$\Delta W\approx\frac{P_\perp^2}{2m}\approx\frac{2Z_1^2e^4}{m\upsilon^2\rho^2}$$

Потери энергии

$$-\frac{dT}{dx}=N\int\Delta Wd\sigma\approx N\int_{\rho_{\min}}^{\rho_{\max}}\Delta W2\pi\rho d\rho\approx$$

$$\approx\frac{4\pi Z_1^2e^4}{m\upsilon^2}ZN\ln\frac{\rho_{\max}}{\rho_{\min}}$$

$\rho_{\max}$

Время взаимодействия

$$\Delta t\approx\rho_{\max}/\upsilon$$

Электрон должен оставаться неподвижным

$$\Delta t<1/\omega,\hbar\omega\sim I\quad\Rightarrow\quad\rho_{\max}\sim\hbar\upsilon/I$$

В релятивистском случае

$$\Delta t\sim\rho_{\max}/\gamma\upsilon\quad\Rightarrow\quad\rho_{\max}\sim\gamma\hbar\upsilon/I$$

$$\gamma=1\Big/\sqrt{1-\upsilon^2/c^2}$$

$$\rho_{\min}$$

$$\Delta P_{\max} \sim P$$

$$\rho_{\min 1} \sim \frac{\hbar}{P} \sim \frac{\hbar}{m\upsilon\gamma}$$

$$\Delta W \le 2m\upsilon^2 \Rightarrow 2m\upsilon^2 \approx \frac{2Z_1^2 e^4}{m\upsilon^2 \rho_{\min 2}^2}$$

$$\rho_{\min 2} \approx \frac{Z_1 e^2}{m\upsilon^2}$$

В релятивистском случае

$$\rho_{\min 2} \approx \frac{Z_1 e^2}{\gamma m\upsilon^2}$$

$$\frac{\rho_{\min 2}}{\rho_{\min 1}} \approx \frac{Z_1 e^2}{\hbar\upsilon} \approx \alpha\frac{Z_1 c}{\upsilon} \approx \frac{1}{137}\frac{Z_1 c}{\upsilon}$$

При $Z < 137$, ρ_{min} определяется квантовыми эффектами

Потери энергии

$$-\frac{dT}{dx} \approx \frac{4\pi Z_1^2 e^4}{m\upsilon^2} ZN \ln\frac{m\upsilon^2}{I}\gamma^2$$

Для рассеяния электронов ($Z_1 = 1$) $W = \gamma mc^2$

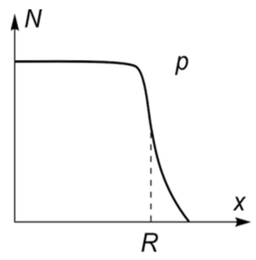
$$-\frac{dT}{dx} \approx \frac{2\pi e^4}{mc^2} ZN \ln\frac{W}{2I}\gamma$$

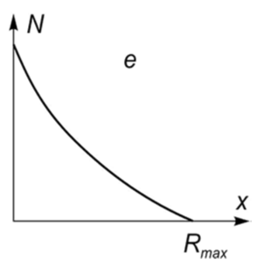
Сравнение потерей энергии электронами и протонами

- Нерелятивистский случай
  - – при одинаковых скоростях $\left(\frac{dT}{dx}\right)_e \approx \left(\frac{dT}{dx}\right)_p$
  - – при одинаковых энергиях $\left(\frac{dT}{dx}\right)_e \approx \frac{m}{M}\left(\frac{dT}{dx}\right)_p$
- Релятивистский случай

  практически не зависят от массы $\left(\frac{dT}{dx}\right)_e \Big/ \left(\frac{dT}{dx}\right)_p \approx Z$

Зависимость числа частиц, прошедших через слой вещества, от толщины слоя





Радиационные потери энергии при движении электронов в веществе

Заряженная частица излучает при столкновении с атомом

$$J = \frac{2}{3}\frac{(Z_1 e)^2}{c^3}\left|\ddot{\vec{r}}\right|^2$$

Интенсивность тормозного излучения

$$\ddot{\vec{r}} = \vec{F}/M \quad \Rightarrow \quad J \propto 1/M^2$$

Ионизационные потери – рассеяние на электронах

$$\frac{dT}{dx} \propto Z$$

Радиационные потери – столкновение с ядром

$$J \propto \left|\ddot{\vec{r}}\right|^2 \propto E^2 \propto \left(\frac{Ze}{a}\right)^2 \propto Z^2$$

Радиационные потери

$$-\left(\frac{dT}{dx}\right)_{рад} = \int \Delta E_\gamma d\sigma \cdot N$$

$$\Delta E_\gamma \approx J\Delta t \qquad \Delta t \approx \rho/\upsilon$$

$$d\sigma \approx 2\pi\rho\, d\rho \qquad ma \sim Ze^2/\rho^2$$

$$J \approx \frac{2}{3}\frac{e^2}{c^3}\left(\frac{Ze^2}{m}\right)^2 \frac{1}{\rho^4}$$

$$-\left(\frac{dT}{dx}\right)_{рад} \approx \frac{4\pi}{3}\frac{e^2}{c^3}\left(\frac{Ze^2}{m}\right)^2 \frac{N}{\upsilon}\left(\frac{1}{\rho_{\min}} - \frac{1}{\rho_{\max}}\right)$$

$$\rho_{\min} << \rho_{\max} \qquad p\rho_{\min} = \frac{E}{c^2}\upsilon\rho_{\min} \approx \hbar$$

$$-\left(\frac{dT}{dx}\right)_{рад} \approx \frac{4\pi}{3} Z^2 (r_e)^2 \alpha N E$$

$$r_e = e^2/mc^2 \qquad \alpha = e^2/\hbar c$$

Для суперрелятивистской частицы

$$T \approx E \;\Rightarrow\; E = E_0 e^{-x/\lambda}$$

Радиационная длина

$$\lambda^{-1} = \frac{4\pi}{3} Z^2 r_e^2 \alpha N$$

в воздухе ~ 300 м, в свинце ~ 0.5 см

Ионизационные и радиационные потери

$$\left(\frac{dT}{dx}\right)_{рад} \Bigg/ \left(\frac{dT}{dx}\right)_{ион} \approx \frac{ZE}{800 МэВ}$$

Излучение Вавилова - Черенкова

Рассмотрим заряженную частицу, двигающуюся равномерно и прямолинейно, которая теряет свою энергию на излучение

$$\left(\frac{dE}{dp}\right)_{част.} = \left(\frac{dE}{dp}\right)_{изл}$$

$$E_{част} = \sqrt{p^2c^2 + m^2c^4} \qquad \left(dE/dp\right)_{част} \approx V$$

$$E_{изл} = pc \qquad \left(dE/dp\right)_{изл} = c$$

Законы сохранения энергии и импульса запрещают заряженной частице, двигающейся равномерно и прямолинейно, отдавать свою энергию в виде излучения фотонов

Движение частицы в среде с показателем преломления $n > 1$

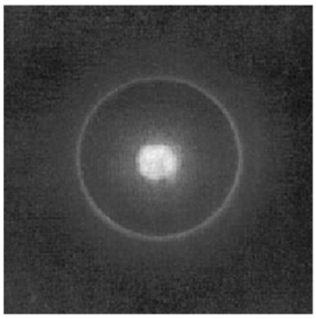
$$c' = c/n < c$$

Если $\upsilon > c'$ то $\exists\ \theta$: $\upsilon' = \upsilon \cos\theta = c'$

Излучение должно распространяться под углом

$$\theta = \arccos\left(\frac{1}{n\beta}\right) \qquad \beta = \upsilon/c$$

Фотография кольца черенковского света, излученного в стекле протонами с энергией 660 МэВ



Физический механизм - когерентное излучение диполей, возникающих в результате поляризации среды двигающейся в ней заряженной частицей.

Если частица **движется медленно**, возникающая поляризация распределена симметрично и результирующее поле всех диполей равно нулю.

При движении **со скоростью** $\upsilon > c'$ наблюдается эффект запаздывания поляризации среды, в результате чего диполи имеют преимущественную ориентацию

Интенсивность черенковкого излучения

Число фотонов

$$N(\omega)d\omega = 2\pi\frac{(Ze)^2}{\hbar c^2}\left(1 - \frac{1}{n^2\beta^2}\right)d\omega$$

$$dJ \approx \hbar\omega N(\omega)d\omega \ \propto\ \omega d\omega$$

Энергия излучения сконцентрирована в области высоких частот (сине-фиолетовый цвет излучения)

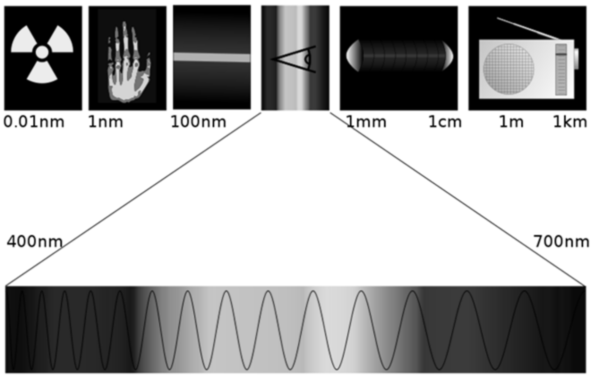
Измерение скорости частицы

Пример: для воды $n = 1.33$

$$\theta = 0^o \qquad \beta_{\min} = \frac{1}{n} \approx 0.75$$

$$T = mc^2(\gamma - 1) \approx 0.25 \text{ МэВ}$$

Взаимодействие γ-квантов с веществом



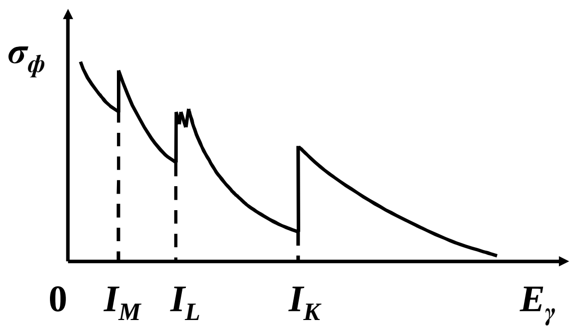
Фотоэффект

$$T_e = E_\gamma - I_n$$

Освободившееся в результате фотоэффекта место в электронной оболочке заполняется электроном из вышерасположенных оболочек.

- Рентгеновское излучение
- Оже-электрон

Зависимость сечения фотоэффекта от энергии γ-кванта



Зависимость сечения фотоэффекта от основных параметров

$$\sigma_{фот} \propto Z^5 / E_\gamma \quad \text{при} \quad E_\gamma < E_k$$

$$\sigma_{фот} \propto Z^5 / E_\gamma^{7/2} \quad \text{при} \quad E_\gamma \geq E_k$$

Функциональная зависимость от основных атомных масштабов

$$E_k \leq E_\gamma << mc^2 \qquad \sigma_{фот} \approx A r_e^2 Z^5 \alpha^4 \left(\frac{mc^2}{E_\gamma}\right)^{7/2}$$

Численные значения сечения фотоионизации *K*-оболочки

$$E_\gamma << mc^2 \quad \sigma_{фот} = 1.09 \cdot 10^{-13} Z^5 \left[13.61 / E_\gamma(\text{эВ})\right]^{7/2} \text{ см}^2$$

$$E_\gamma >> mc^2 \quad \sigma_{фот} = 1.34 \cdot 10^{-33} \left[Z^5 / E_\gamma(\text{МэВ})\right] \text{ см}^2$$

Сечение ионизации *L-*, *M-* оболочек при $E_\gamma = E_K$

$$\sigma^L_{фот} \Big/ \sigma^K_{фот} \approx 1/5 \qquad \sigma^M_{фот} \Big/ \sigma^K_{фот} \approx 1/20$$

Фотоэффект является главным механизмом поглощения рентгеновского излучения в тяжелых веществах с большим Z

Комптон-эффект

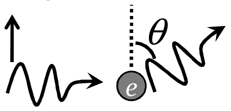
Комптоновское рассеяние – отклонение фотонов от первоначального направления при столкновении с электронами с изменением энергии.

$$E_\gamma << mc^2$$

изменением энергии рассеянного фотона можно пренебречь и описать взаимодействие сечением рассеяния (формулой Томсона)

Формула Томсона

$$\vec{E} = \vec{E}_0 \cos(\omega t + \varphi)$$



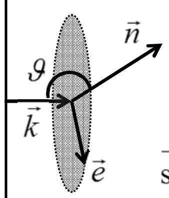
Дипольный момент

$$\ddot{\vec{d}} = -e\ddot{\vec{r}} = -e\frac{e\vec{E}}{m}$$

Мощность излучения

$$dW = \frac{\left|\ddot{\vec{d}}\right|^2}{4\pi c^3}\sin^2\theta do = \frac{e^4}{4\pi m^2 c^3}\left|\vec{E}\right|^2 \sin^2\theta do$$

$$d\sigma_T = \frac{dW}{\left|\vec{S}\right|} = \left(\frac{e^2}{mc^2}\right)^2 \sin^2\theta do$$



$$\overline{\sin^2\theta} = 1 - \overline{(\vec{n}\vec{e})^2} = 1 - n_\alpha n_\beta \overline{e_\alpha e_\beta}$$

$$\overline{e_\alpha e_\beta} = \frac{1}{2}\left(\delta_{\alpha\beta} - \frac{k_\alpha k_\beta}{k^2}\right)$$

$$\overline{\sin^2\theta} = \frac{1}{2}\left(1 + \frac{(\vec{n}\vec{k})^2}{k^2}\right) = \frac{1}{2}\left(1 + \cos^2\vartheta\right)$$

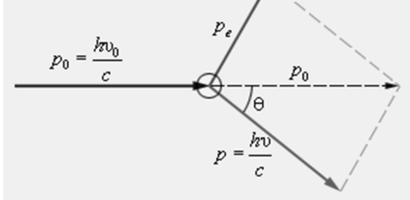
$$d\sigma_T = \tfrac{1}{2} r_e^2 \left(1 + \cos^2\vartheta\right) do$$

$$\sigma_T \approx \frac{8\pi}{3} r_e^2 = 0.66 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2$$

Взаимодействие волны с упорядоченным расположением атомов

Условие Вульфа-Брэгга $\quad 2d\sin\varphi = n\lambda$

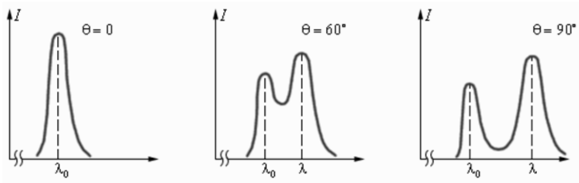
Эффект отдачи $E_\gamma \sim mc^2$



$$\Delta\lambda = \lambda - \lambda_0 = 2\lambda_k \sin^2\frac{\theta}{2}$$

$$\lambda_k = 2\pi\hbar / mc \approx 2\pi \cdot 2.42 \cdot 10^{-10} \text{ см}$$

Спектры рассеяния в зависимости от λ



$$\Delta\lambda = \lambda - \lambda_0 = 2\lambda_k \sin^2\frac{\theta}{2}$$

Зависимость сечения комптоновского рассеяния от энергии

$$\varepsilon = E_\gamma / mc^2 \qquad \sigma_T = \frac{8\pi}{3} r_e^2$$

$$\varepsilon \ll 1 \quad \sigma_K = \sigma_T\left(1 - 2\varepsilon\right)$$

$$\varepsilon \gg 1 \quad \sigma_K = \pi\, r_e^2 \left(1/\varepsilon\right)\left(\frac{1}{2} + \ln 2\varepsilon\right)$$

Образование электрон-позитронных пар

$$E_\gamma > 2mc^2$$

Необходимо наличие дополнительной частицы, забирающей часть импульса.

- Тяжелая частица (протон, ядро атома) – энергия отдачи мала $E_\gamma \approx 2mc^2 = 1.02$ МэВ
- Электрон – отдача велика $E_\gamma \approx 4mc^2$

Сечение образования пар

$$mc^2 \ll E_\gamma \ll 137mc^2 Z^{-1/3}$$

$$\sigma_{пар} \approx \frac{Z^2}{137} r_e^2 \left(\frac{28}{9}\ln\frac{2E_\gamma}{mc^2} - \frac{218}{27}\right)$$

$$E_\gamma \gg 137mc^2 Z^{-1/3}$$

$$\sigma_{пар} \approx \frac{Z^2}{137} r_e^2 \left(\frac{28}{9}\ln\left(183 \cdot Z^{-1/3}\right) - \frac{2}{27}\right)$$

$E_\gamma^* \sim 137mc^2 Z^{-1/3}$ 30 МэВ для алюминия и 15 МэВ для свинца

Сечение образования пар при столкновении с электроном в ~ 10^3 раз меньше

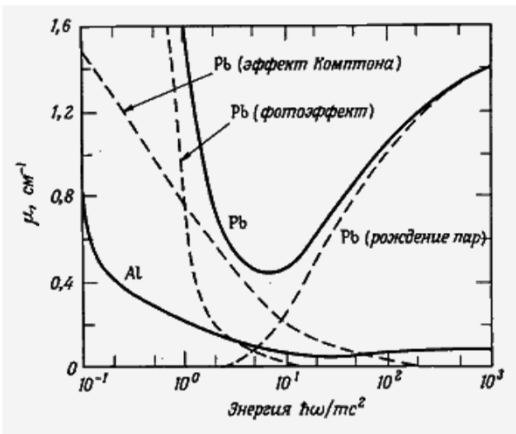
Суммарное сечение взаимодействия γ-квантов со средой

$$\sigma = \sigma_{фот} + \sigma_K + \sigma_{пар}$$

$$\sigma_{фот} \propto Z^5 \big/ E_\gamma^{7/2}$$

$$\sigma_K \propto Z \big/ E_\gamma$$

$$\sigma_{пар} \propto Z^2 \ln E_\gamma$$



Основы дозиметрии

Дозиметрические единицы:

- единицы, описывающие поток частиц;
- единицы, описывающие удельное поглощение энергии;
- единицы, описывающие поток энергии через вещество, независимо от поглощения энергии.

Поглощенная доза

Грей (**Гр**, **Gy**) – единица СИ поглощенной дозы ионизирующего излучения

Рад – внесистемная единица поглощенной дозы (от слова радиация)

1 **Гр** = 1Дж/кг = 10^4 эрг/г = 10^2 **рад**

Экспозиционная доза

$$D = \Sigma Q / \Delta m$$

Для рентгеновского и γ-излучения по степени ионизации воздуха

1 ***ЭД*** = 1 Кл/кг (СИ)

рентген: 1 **Р** = 2,6 10^{-4} Кл/кг

$2{,}08 \cdot 10^9$ пар ионов в 1 $см^3$ воздуха при 0°С, 760 мм. рт. ст

0,114 $эрг/см^3$ или 88 эрг/г

Эквивалентная доза

Зиверт – единица эквивалентной дозы излучения (СИ) соответствует 1 **Грею**

БЭР – внесистемная единица эквивалентной дозы (от слов биологический эквивалент рентгена)

1 Зв = 1Дж/кг = 10^2 БЭР

Эквивалентная доза

$$D_{БЭР} = D_{ФЭР} \cdot k$$

γ-излучение — 1

β-излучение — 1

Тепловые нейтроны — 5

Быстрые нейтроны — 10

Протоны — 10

α-частицы — 10

- ***4-5 Зв единовременно –*** смертельная доза для человека при общем облучении всего тела. Однако в течение всей жизни такая доза не приводит к видимым изменениям
- При лечении локально доза достигает до ***10 Зв*** в течение месяца.
- Уровень фонового излучения ***40-200 мБЭР*** в год

Санитарные нормы

Для лиц, постоянно занятых на радиационных установках, предельно допустима доза облучения всего тела, не должна превышать

- ***5 БЭР*** в течение года
- ***3 БЭР*** в течение квартала (категория А, группа "а").

Для лиц, эпизодически выполняющих радиационные работы, устанавливается предельно допустимая доза облучения всего тела

- ***0,5 БЭР*** в год (категория А, группа "б").

Спасибо за внимание