Взаимодействие фотонов и электронов с атомными ядрами

Лектор: *Капитонов Игорь Михайлович*

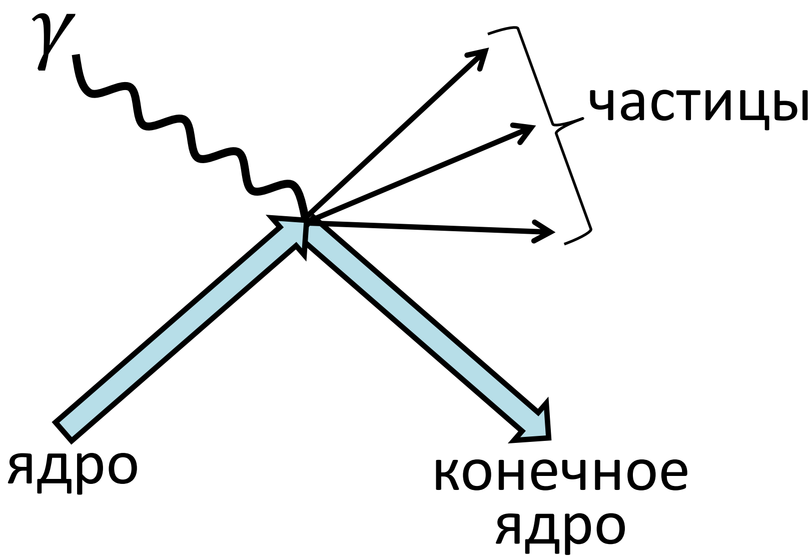
Где смотреть материалы спецкурса?

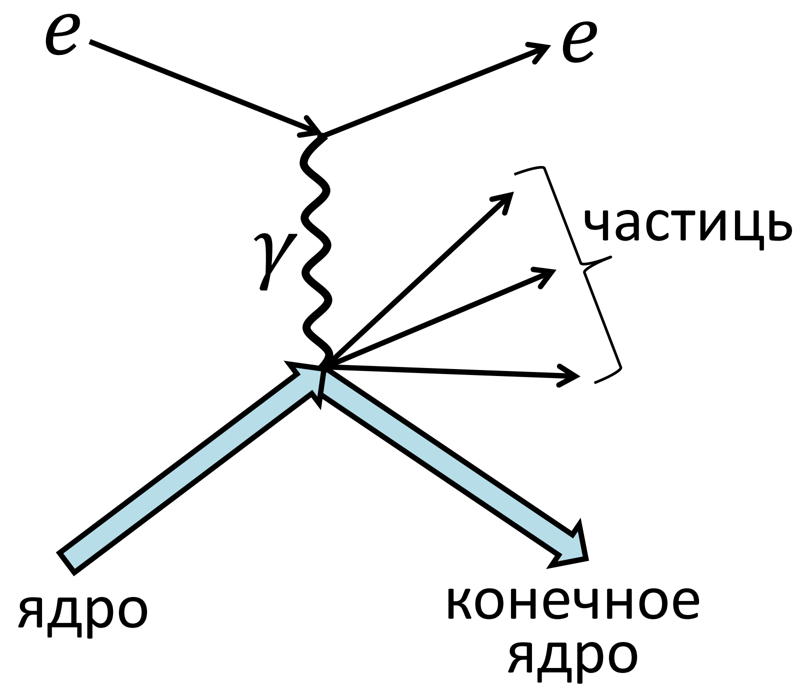
Сайт «Ядерная физика в интернете»
↓
Раздел «Материалы спецкурсов»
↓
Электромагнитные взаимодействия ядер
↓
И.М. Капитонов
«Взаимодействие фотонов и электронов с атомными ядрами»
↓
Лекции 1–12

В этом последнем разделе выше Лекций воспроизведен Web-вариант Главы 1 (Элементарная теория взаимодействия квантовой системы с электромагнитным излучением) из книги Б.С. Ишханова и И.М. Капитонова **«Взаимодействие электромагнитного излучения с атомными ядрами»** (сама книга в разделе «Ссылки, зеркала, библиотека» → Электронная библиотека → Книги →Физика ядра и частиц)

Кроме того, в Разделе «Материалы спецкурсов» → Ядерная физика → Учебное пособие Б.С. Ишханова и И.М. Капитонова **«Гигантский дипольный резонанс атомных ядер»**

Взаимодействие фотонов и электронов с атомными ядрами:





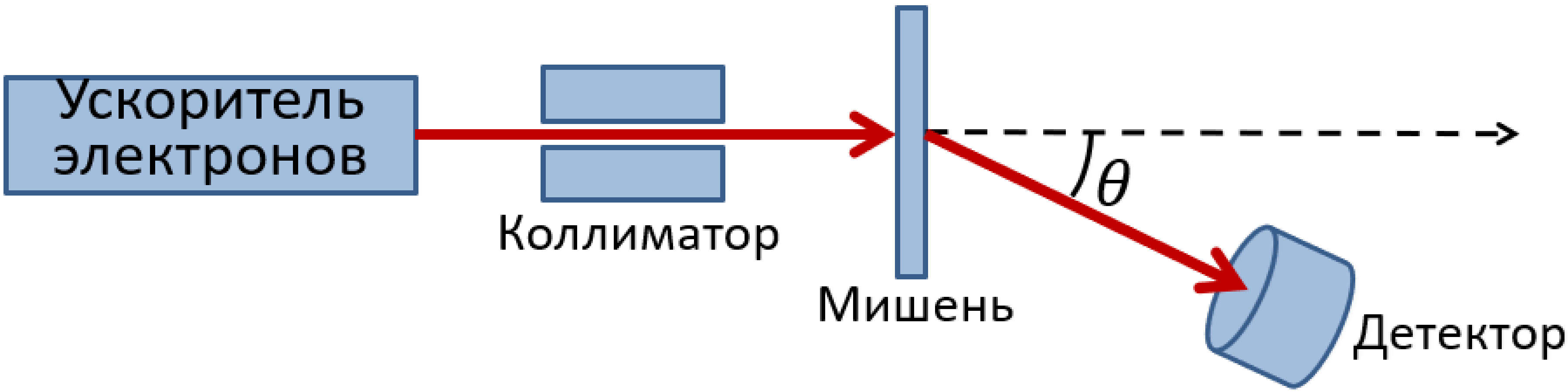
Преимущества ядерных реакций под действием фотонов и электронов:

1. Электромагнитное взаимодействие наиболее изучено.
2. Оно много слабее нуклон-нуклонного (теория возмущений).
3. Электроны точечны (их размер $< 10^{-17}$ см).

Два примера из ядерной физики:

- Упругое рассеяние электронов на ядрах,
- Вероятность поглощения фотонов ядром в зависимости от их энергии

Упругое рассеяние электронов на ядрах:

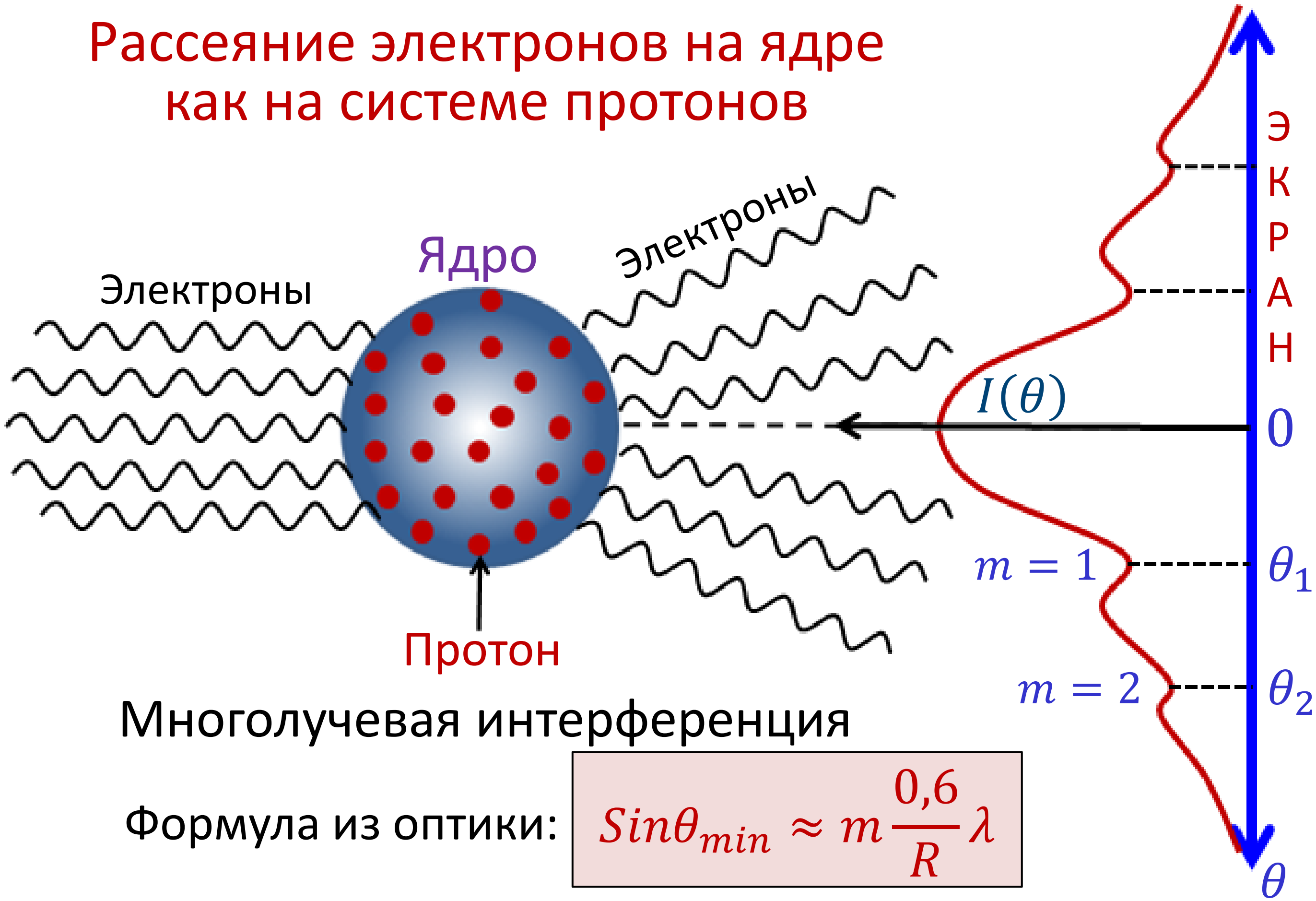


Длина волны виртуального фотона

$$\lambda_\gamma = \frac{h}{q} = \frac{2\pi\hbar c}{qc} \approx \frac{6{,}28 \cdot 200\ \text{МэВ} \cdot \text{Фм}}{E_\gamma(\text{МэВ})}$$

q – импульс виртуального фотона, $E_\gamma = qc$ – его энергия

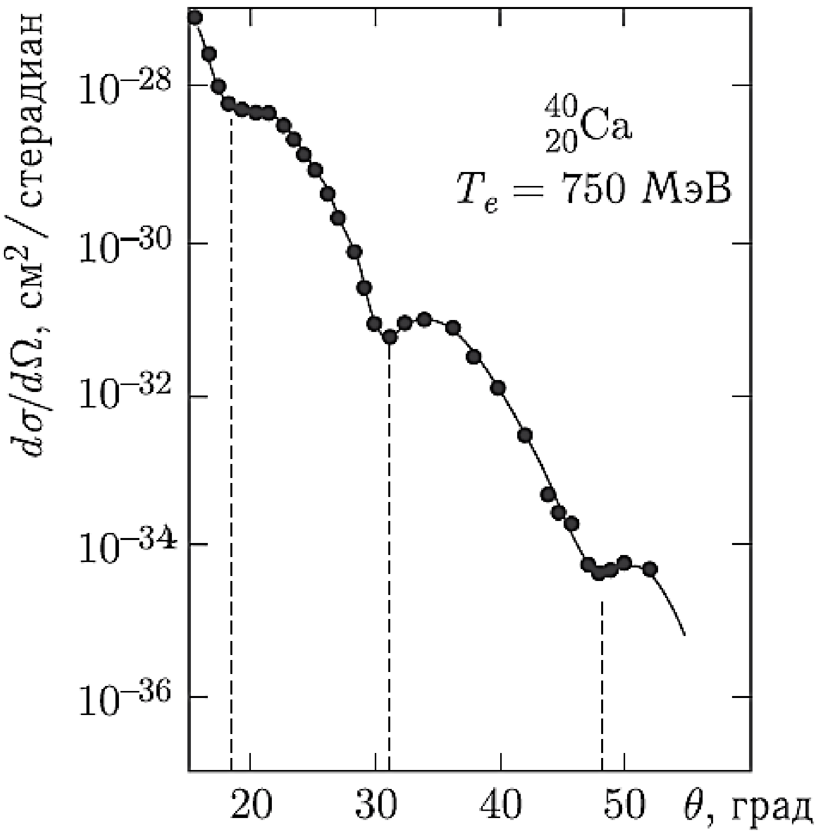
Рассеяние электронов на ядре как на системе протонов



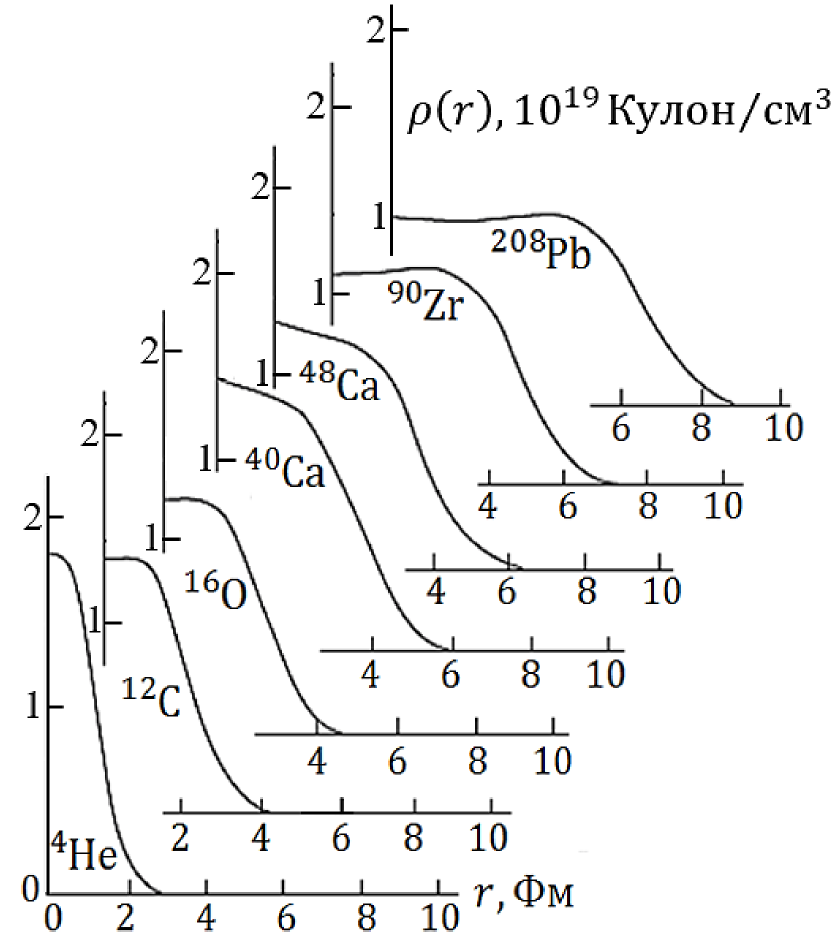
Многолучевая интерференция

Формула из оптики: $\boxed{Sin\theta_{min} \approx m\frac{0,6}{R}\lambda}$

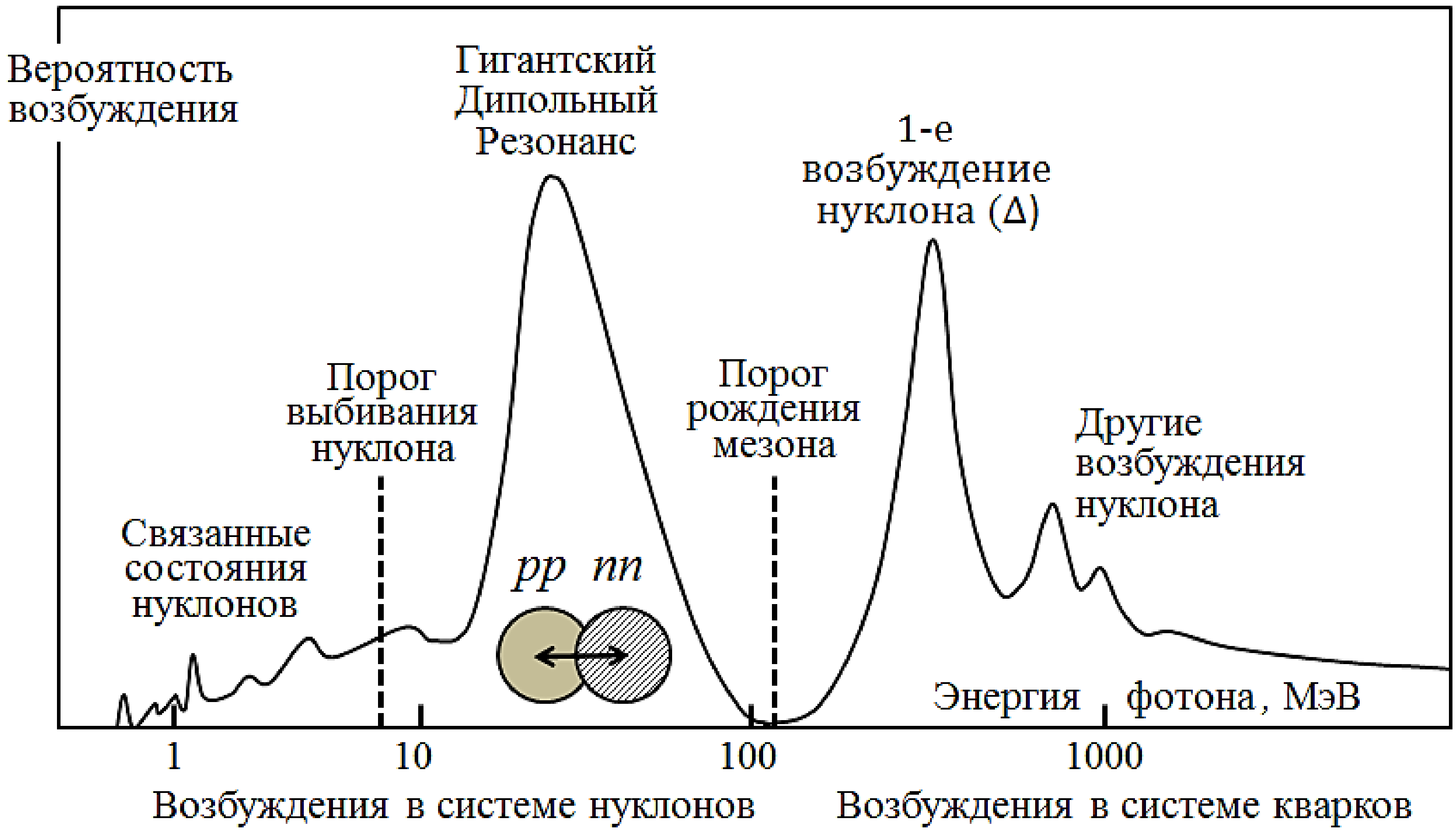
Упругое рассеяние электронов на ядрах ^{40}Ca



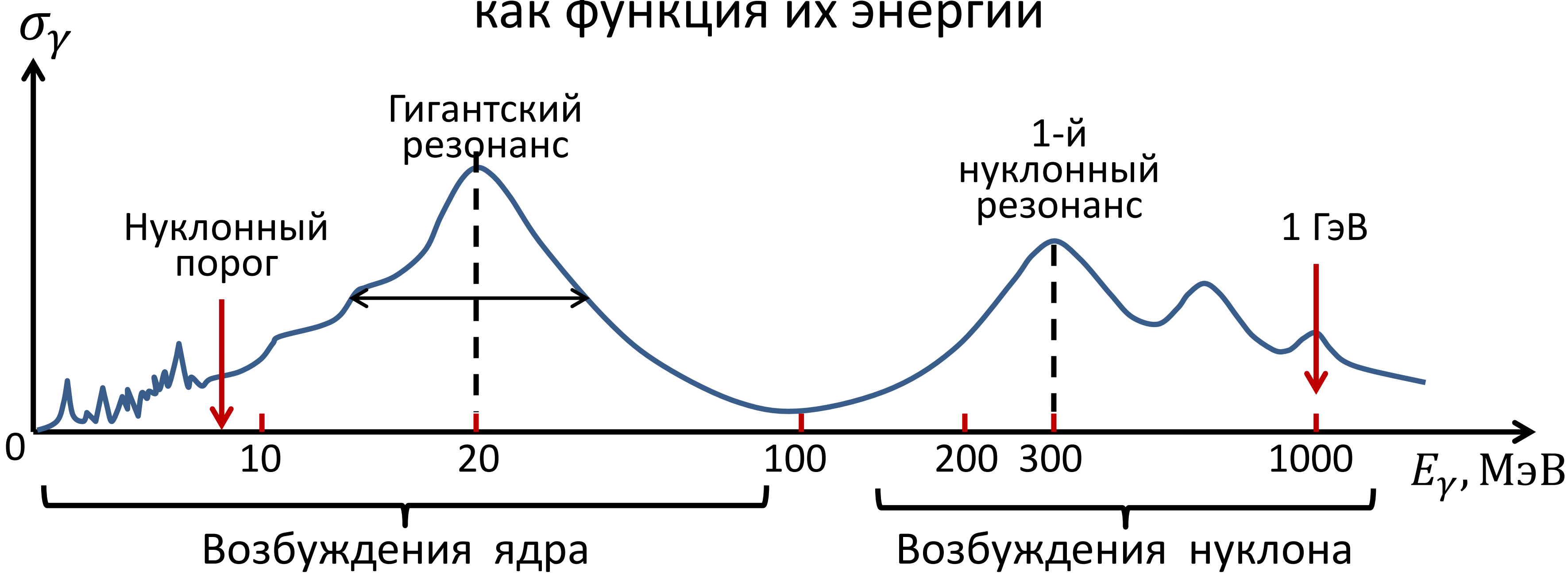
Распределение заряда в различных ядрах

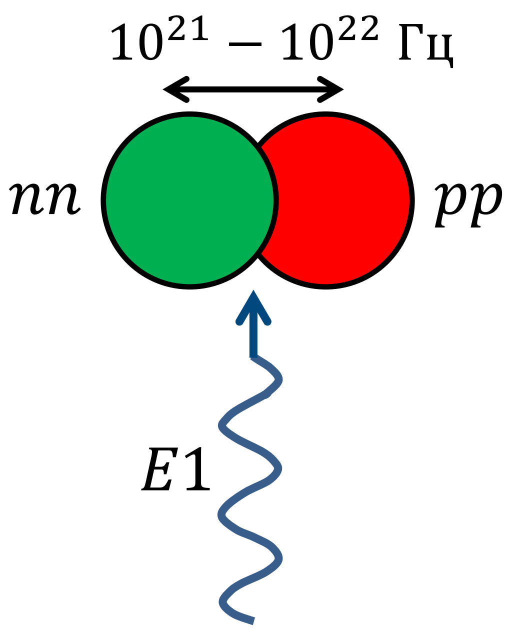


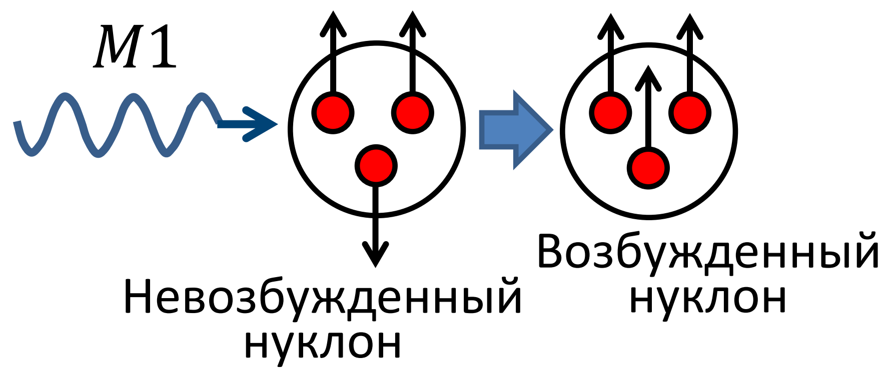
Вероятность поглощения фотонов ядром в зависимости от их энергии



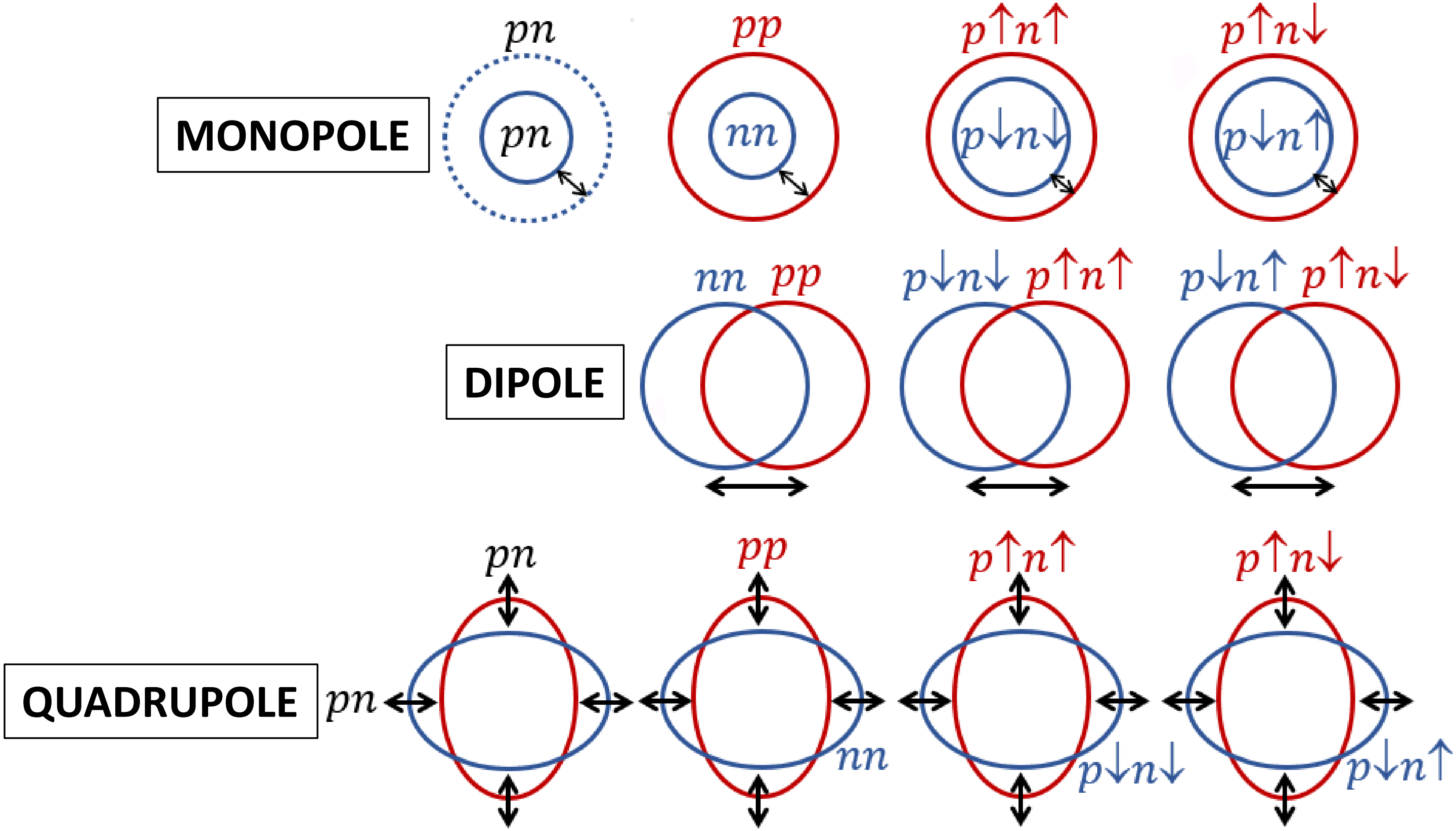
Вероятность поглощения фотонов ядром как функция их энергии



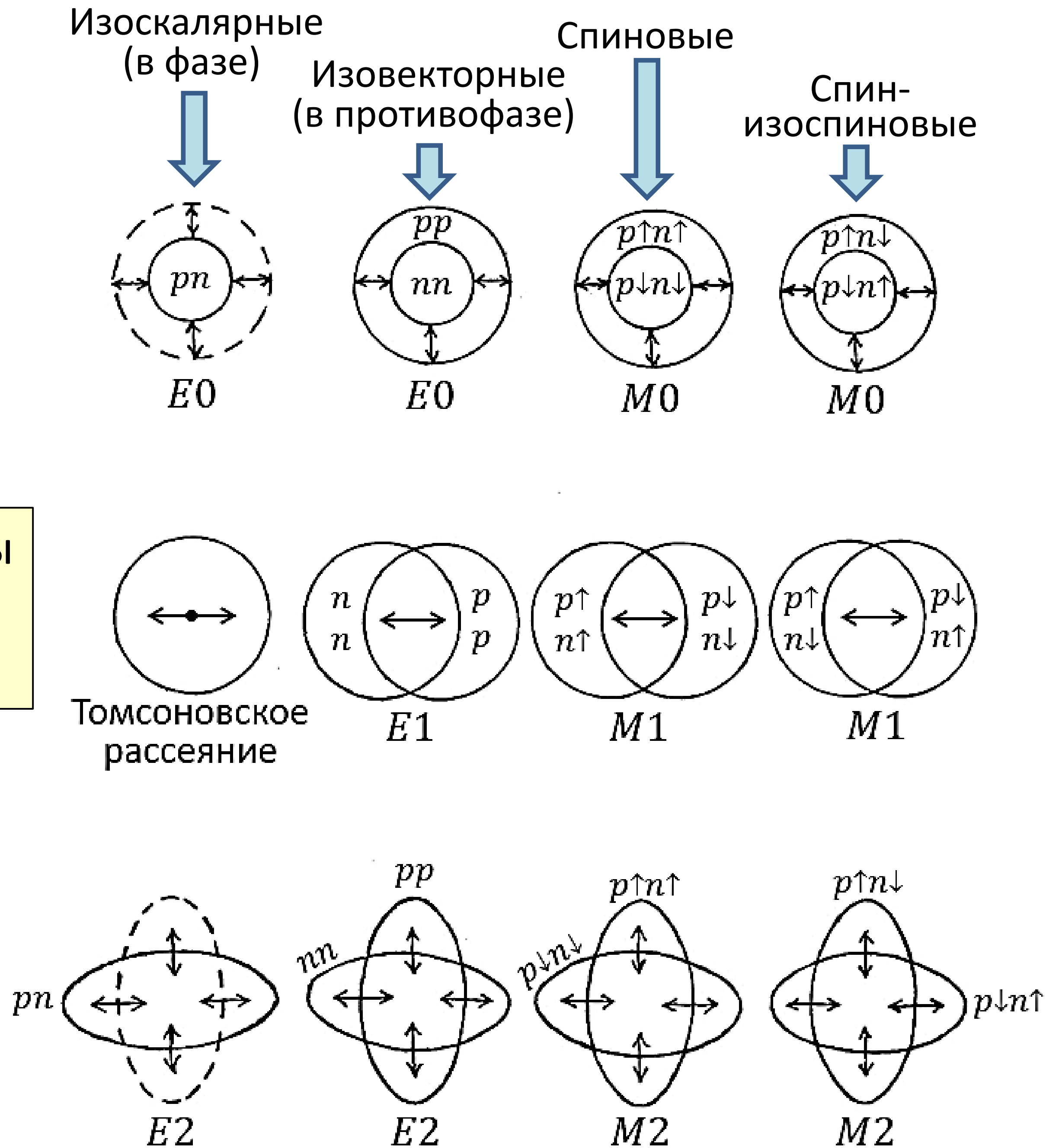




Виды коллективных возбуждений ядра



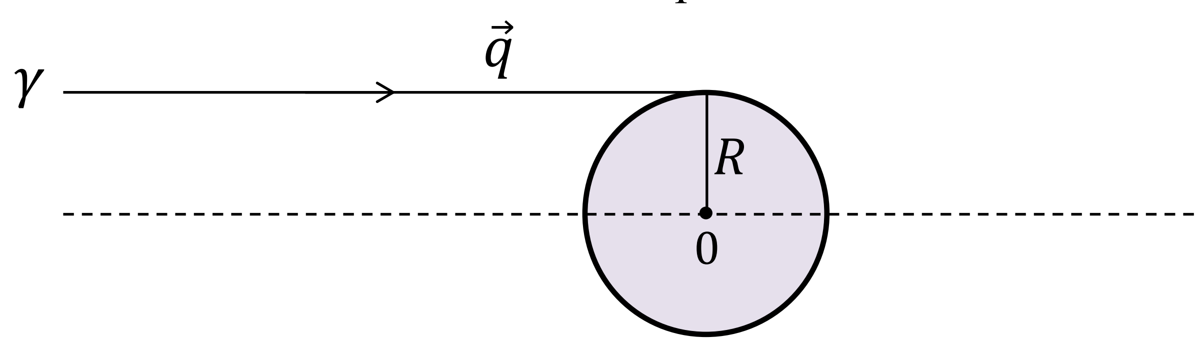
Гигантские резонансы наименьшей мультипольности



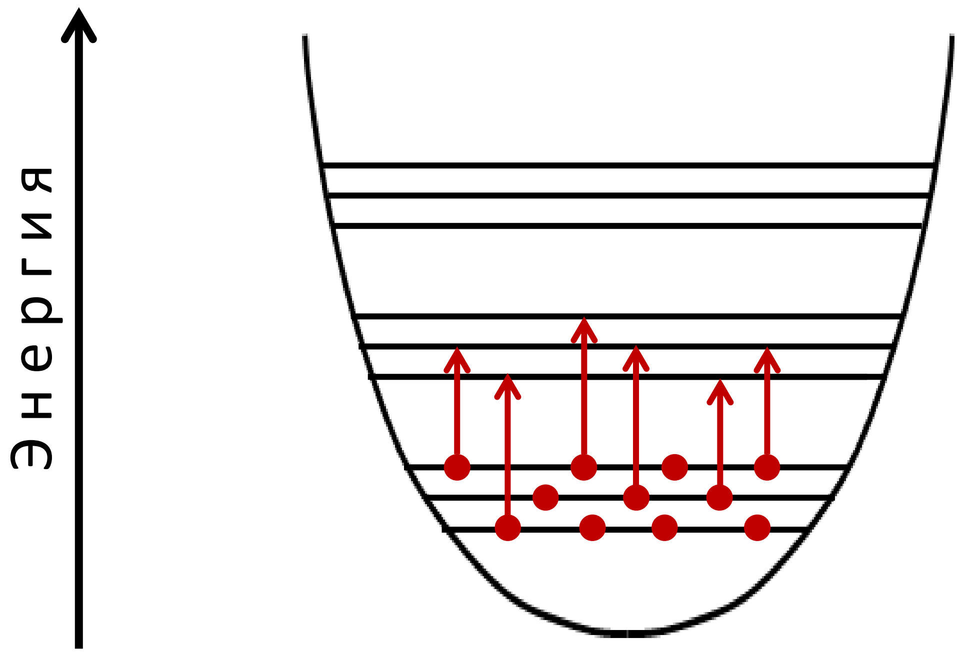
Взаимодействие фотонов с ядрами – эффективный метод изучения их возбуждений, особенно дипольных и квадрупольных. Особая избирательность этого метода исследований к низкоспиновым возбуждениям обусловлена сравнительно малым импульсом $q = E_\gamma/c$, передаваемым реальным фотоном ядру. Действительно, сделаем следующую полуклассическую оценку. Пусть ядро с числом нуклонов 50 (его радиус $R \approx 5$ Фм) поглощает фотон с энергией $E_\gamma = 20$ МэВ. Максимальный орбитальный момент l_{max}, получаемый ядром (в единицах $\hbar$) будет равен

$$l_{max} = R \cdot \frac{q}{\hbar} = R \cdot \left(\frac{E_\gamma}{\hbar c}\right) \approx 5\ \text{Фм} \cdot \frac{20\ \text{МэВ}}{200\ \text{МэВ} \cdot \text{Фм}} = 0{,}5.$$

Т. е. кинематическая ситуация в наибольшей степени будет благоприятствовать электрическим дипольным возбуждениям ($l = 0$), а также – магнитным дипольным и электрическим квадрупольным ($l = 1$) возбуждениям. Возбуждения более высокой мультипольности оказываются менее вероятными.

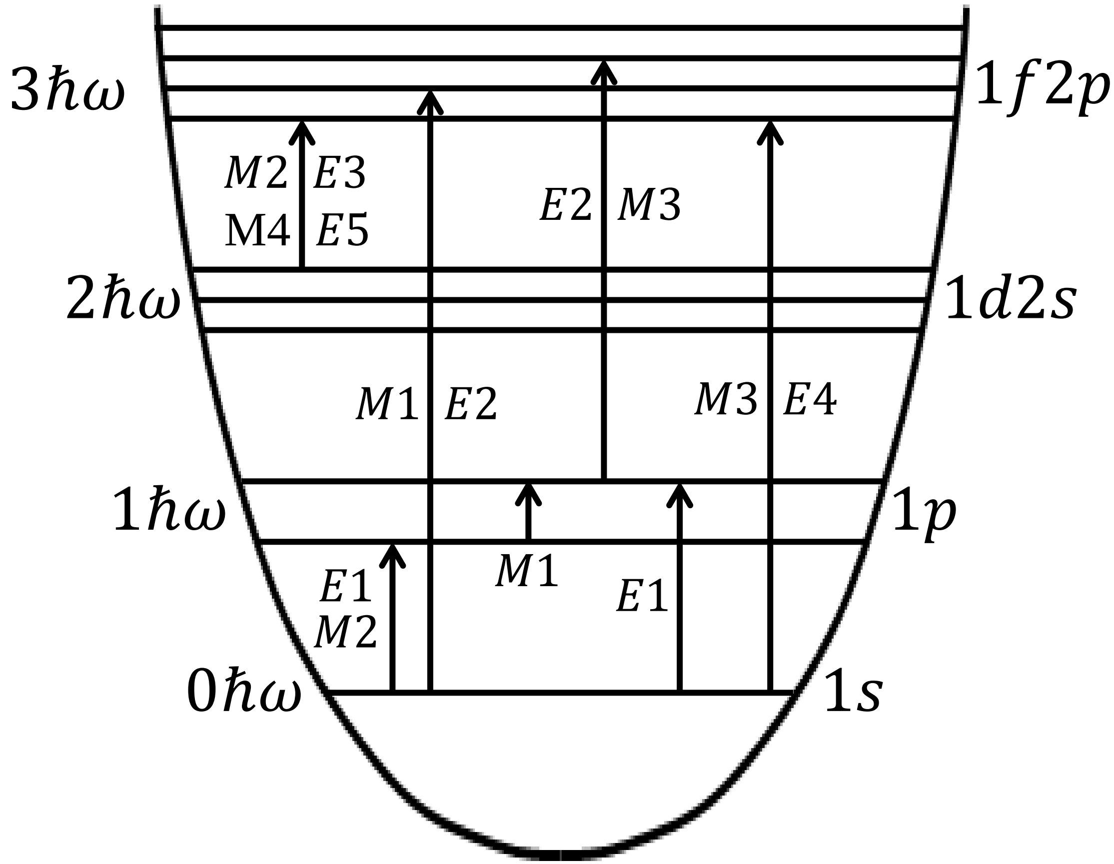


Микроскопическая картина коллективных возбуждений



Электрические дипольные ($E1$) переходы

Нуклоны в потенциальной яме



Микроскопическая картина
некоторых коллективных ядерных возбуждений

Элементарная теория взаимодействия электромагнитного излучения с квантовыми системами

1. Нестационарная теория возмущений (НТВ).
2. Электромагнитное поле классическое.

НТВ:

$\hat{H}_0 -$ гамильтониан системы (атома, атомного ядра) в отсутствии внешних полей

$\hat{V}(\vec{r},t) -$ оператор нестационарного внешнего возмущения

$\hat{V}(\vec{r},t) \ll \hat{H}_0$ и гамильтониан в присутствии возмущения

$$\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{V}(\vec{r},t).$$

Так как возмущение осуществляется волной, зависящей от времени по гармоническому закону, то его можно представить в виде

$$\hat{V}(\vec{r},t) = 2\hat{v}(\vec{r}) \cdot cos\omega t = \hat{v}(\vec{r})e^{i\omega t}+\hat{v}(\vec{r})e^{-i\omega t}.$$

Под действием возмущения система совершает переход $\psi_i \to \psi_f$, где $\psi_i(\xi)$ и $\psi_f(\xi)$ – собственные волновые функции невозмущенного гамильтониана $\widehat{H}_0$, зависящие от переменных ξ.

Вероятность w перехода системы в единицу времени под действием возмущения в первом порядке НТВ дается выражением

$$w = \frac{2\pi}{\hbar}\left|\int \psi_f^* \hat{v}(\vec{r})\psi_i d\xi\right|^2 \rho_f(E_f) = \frac{2\pi}{\hbar}|\langle f|\hat{v}(\vec{r})|i\rangle|^2 \rho_f(E_f),$$

где $\rho_f(E_f)$ – плотность конечных состояний и $E_f = E_i \pm \hbar\omega$.

Оператор взаимодействия с $e^{i\omega t}$ приводит к переходам

$E_f = E_i - \hbar\omega$, т.е. к потере энергии системой через излучение.

Оператор взаимодействия с $e^{-i\omega t}$ приводит к переходам

$E_f = E_i + \hbar\omega$, т.е. к поглощению энергии системой.

Мы будем использовать вариант
с поглощением системой электромагнитной волны

Гамильтониан свободной системы

$$\hat{H}_0 = \sum_{\alpha=1}^{A} \frac{\hat{\vec{p}}_\alpha^{\,2}}{2m_\alpha} + \sum_{\alpha<\beta} \widehat{W}_{\alpha\beta}$$

Для учета взаимодействия
с электромагнитной волной
используем

$$\boxed{\vec{p}_\alpha \to \vec{p}_\alpha - \frac{e_\alpha}{c}\vec{A}(\vec{r}_\alpha, t)}$$

где $\vec{A}(\vec{r}_\alpha, t)$– векторный потенциал волны

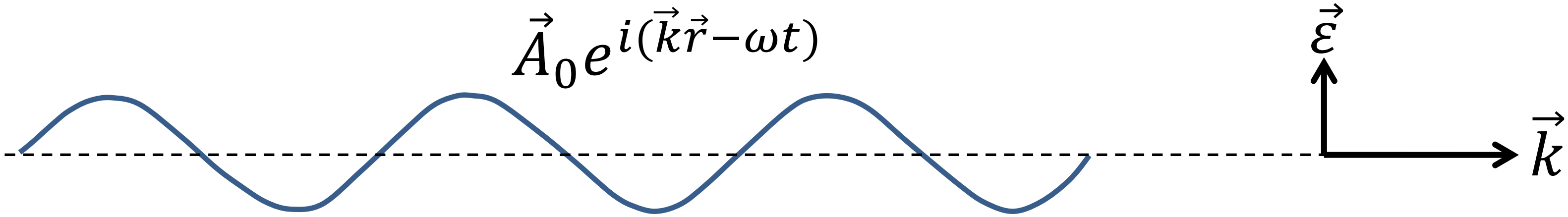
Для системы точечных бесспиновых частиц оператор возмущения (взаимодействия с внешним эл.-магн. полем) имеет вид

$$\hat{V}(\vec{r}, t) = -\frac{1}{c}\sum_{\alpha=1}^{A} \frac{e_\alpha}{m_\alpha} \hat{\vec{p}}_\alpha \, \vec{A}(\vec{r}_\alpha, t).$$

Для плоской монохроматической волны $A(\vec{r}, t) = \vec{A}_0 e^{i(\vec{k}\vec{r} - \omega t)}$.

$\vec{A}_0 = A_0\vec{\varepsilon}$, где $\vec{k} = \vec{n}\dfrac{\omega}{c}$ и $|\vec{n}| = 1.$

$\vec{\varepsilon} -$ единичный вектор поляризации волны.



Поскольку в выражение для вероятности перехода w входит $\hat{v}(\vec{r}) \equiv \hat{V}(\vec{r}, t = 0)$, то получаем

$$\boxed{\hat{v}(\vec{r}) = -\frac{1}{c}\vec{A}_0 \sum_{\alpha=1}^{A} \frac{e_\alpha}{m_\alpha} \cdot e^{i\vec{k}\vec{r}_\alpha} \cdot \hat{\vec{p}}_\alpha}$$

Если n фотонов в единице объема, то $A_0 = \sqrt{\frac{2\pi\hbar n}{\omega}} \cdot c$.

Это следует из $\frac{1}{8\pi}\left\langle \vec{E}^2 + \vec{H}^2 \right\rangle = n\hbar\omega$.

Добавка V_s к оператору взаимодействия за счет наличия у частиц спина $\vec{s}$ следует из классического выражения для энергии $E = -\vec{\mu}\vec{H}$ взаимодействия частиц, наделенных магнитным моментом $\vec{\mu}$, с магнитной компонентой электромагнитного поля $\vec{H} = rot\vec{A}$:

$$\boxed{\hat{V}_s(\vec{r}, t) = -\vec{A}_0 \sum_{\alpha=1}^{A} \hat{\vec{\mu}}_\alpha \cdot rot\vec{A}\,(\vec{r}_\alpha, t)}$$

Здесь

$$\hat{\vec{\mu}}_\alpha = g_\alpha \frac{e_\alpha}{2m_\alpha c}\hat{\vec{s}}_\alpha$$

и $g_p = 5{,}585$; $g_n = 5{,}585$.

Система единиц Гауссова!

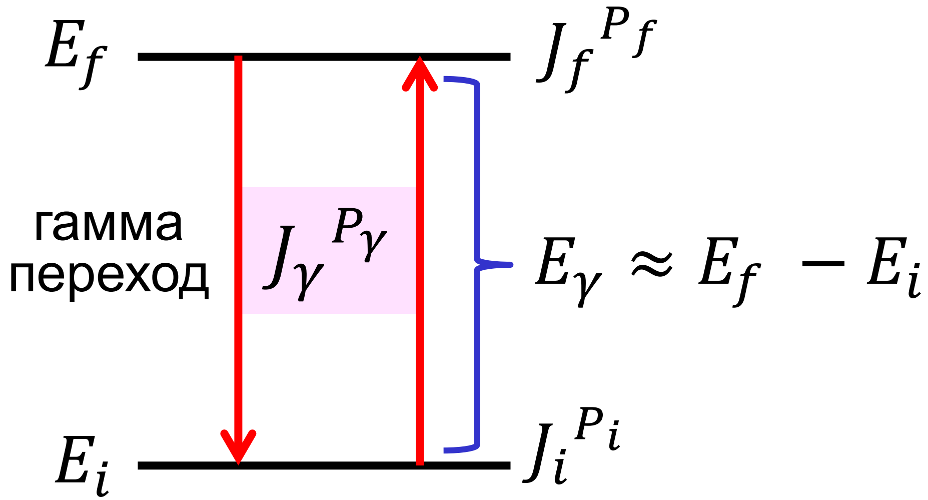
Магнитный дипольный момент $\vec{M}$ системы частиц, имеющих орбитальные $\vec{l}$ и спиновые $\vec{s}$ моменты:

$$\boxed{\vec{M} = \sum_{\alpha=1}^{A} \frac{e_\alpha}{2m_\alpha c}\left(\vec{l}_\alpha + g_\alpha \vec{s}_\alpha\right)}$$

Орбитальный магнетизм

Спиновый магнетизм

Электромагнитные переходы в ядрах



Сохранение момента количества движения требует:

$$\boxed{\vec{J}_f = \vec{J}_i + \vec{J}_\gamma \text{ или } |J_i - J_f| \le J_\gamma \le J_i + J_f}$$

Крайние варианты ориентации моментов

Сохранение чётности требует:

$$\boxed{P_f = P_i \cdot P_\gamma \text{ или } P_\gamma = P_i \cdot P_f}$$

Квантовая классификация фотонов:

$J_\gamma = 1$ (дипольный), 2 (квадрупольный), 3 (октупольный), и так далее до бесконечности.

Спин фотона: $S_\gamma = 1,$
Орбитальный момент фотона: $L_\gamma = 0,\ 1,\ 2, \ldots$

$$\boxed{\vec{J}_\gamma = \vec{S}_\gamma + \vec{L}_\gamma}$$

Чётность фотона: $P_\gamma = \pi_\gamma \cdot (-1)^{L_\gamma} = (-1)^{L_\gamma + 1}$

Внутренняя чётность (–1)

Орбитальная чётность

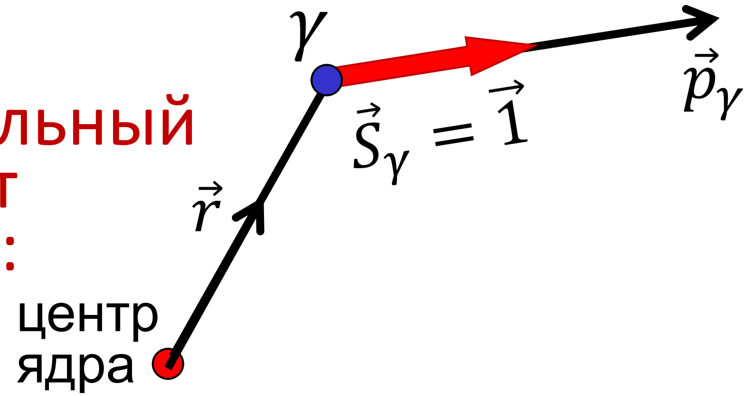
Фотон определённой мультипольности J может иметь три значения L :

$L = J,$ $\quad P = (-1)^{J+1}$ – магнитные (MJ)-фотоны,

$L = J \pm 1,$ $\quad P = (-1)^{J}$ – электрические (EJ)-фотоны.

тип фотона *его мультипольность*

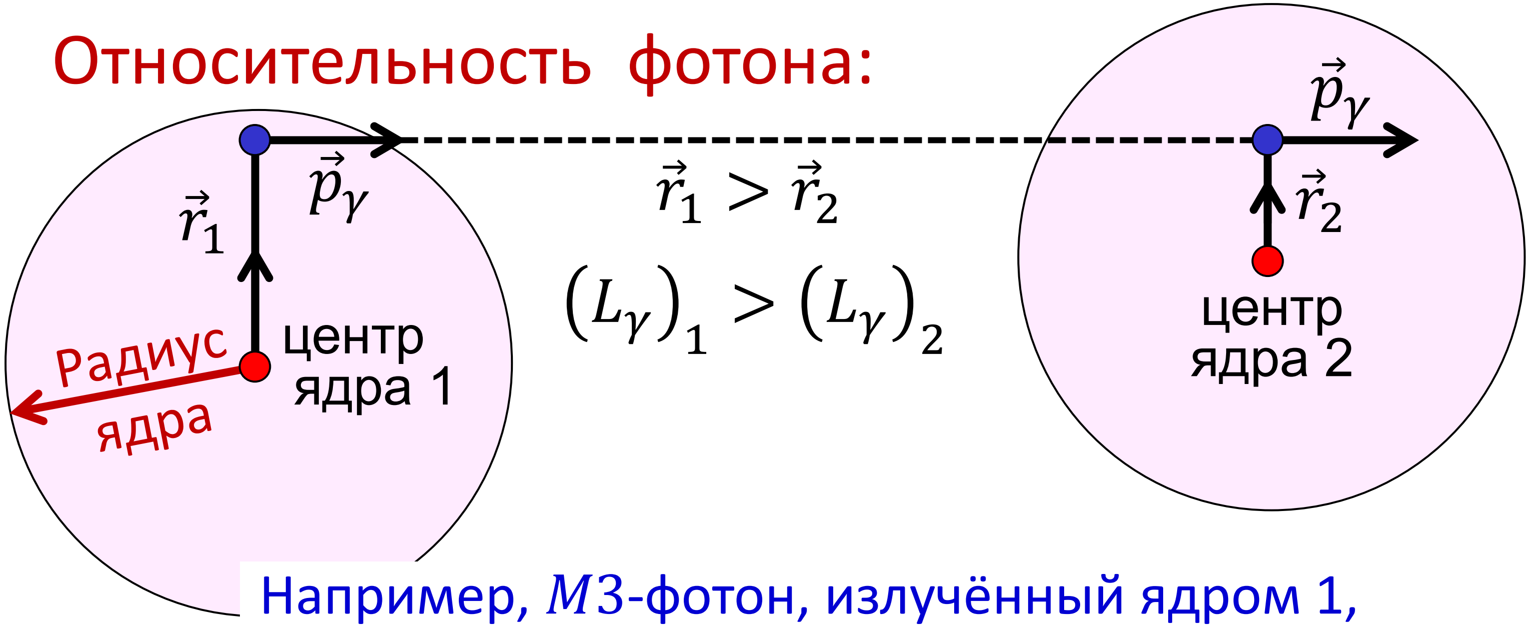
Спин и орбитальный момент фотона:



$$\vec{J}_\gamma = \vec{S}_\gamma + \vec{L}_\gamma$$

$$\vec{L}_\gamma = [\vec{r} \times \vec{p}_\gamma]$$

Относительность фотона:



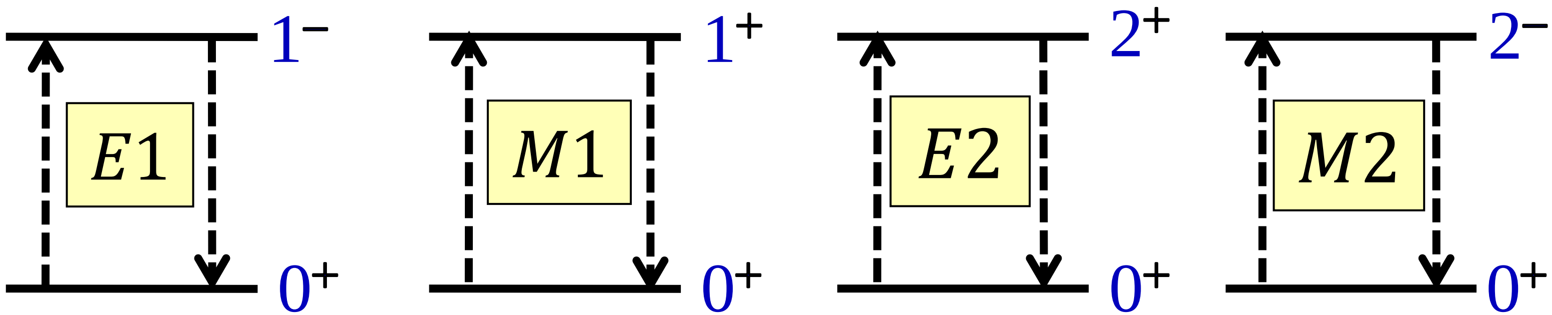
Например, $M3$-фотон, излучённый ядром 1,
Превращается в $E1$-фотон, поглощённый ядром 2.

Нельзя говорить о типе и мультипольности фотона без указания точки (центра ядра), относительно которого он летит (которым поглощается или излучается)

Правила отбора по чётности:

$P_i \cdot P_f = (-1)^J$ для EJ-фотонов

$P_i \cdot P_f = (-1)^{J+1}$ для MJ-фотонов



Пример использования правил отбора:

$$\boxed{P_\gamma = P_i \cdot P_f = (+1) \cdot (+1) = +1}$$

$$\boxed{\left| J_i - J_f \right| \le J_\gamma \le J_i + J_f}$$

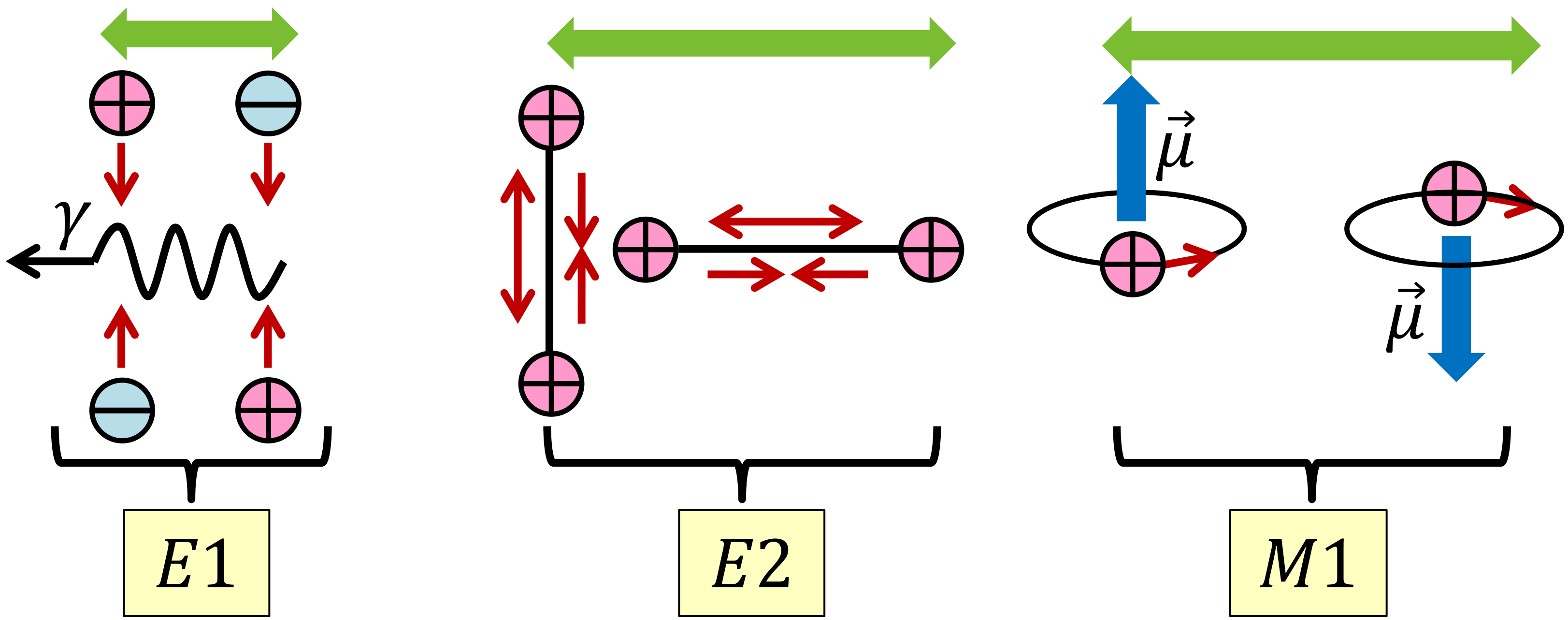
$$\underbrace{2-2}_{0} \qquad \underbrace{2+2}_{4}$$

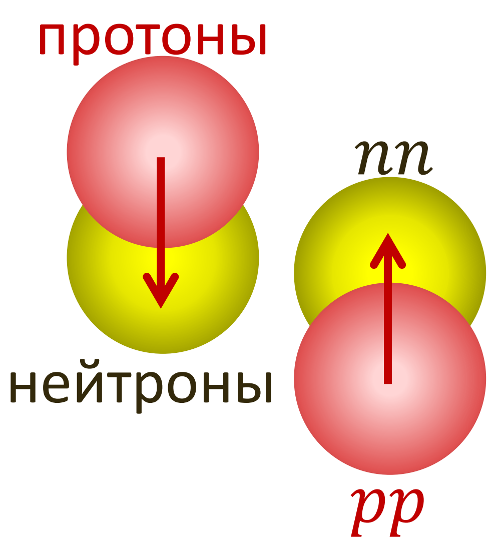
$J_\gamma = \cancel{0}, 1,2,3,4$

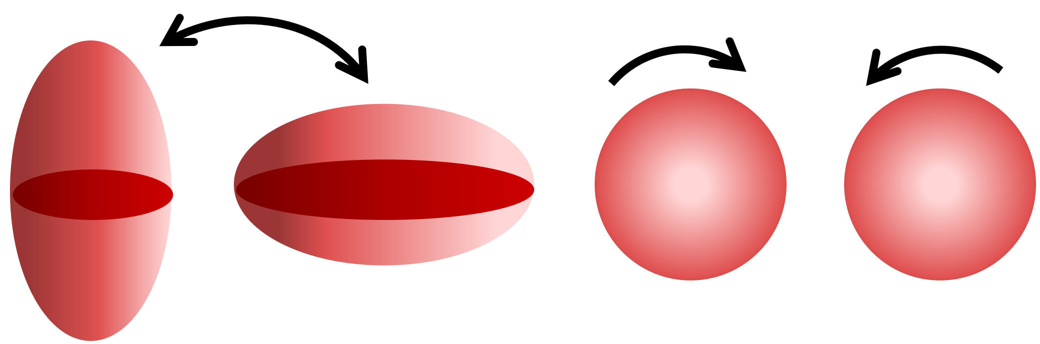
$M1, E2, M3, E4$

$$\boxed{J_\gamma \neq 0 \quad \text{и переходы} \quad \underset{i}{0} \not\to \underset{f}{0} \ \ \text{запрещены!}}$$

Природа обозначений EJ- и MJ-фотонов

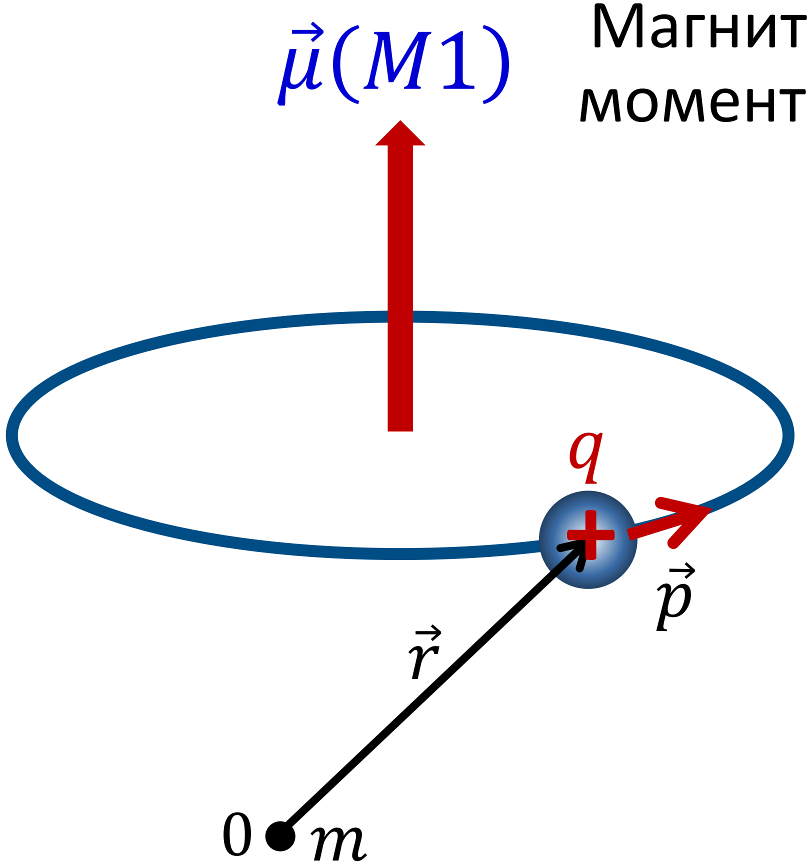






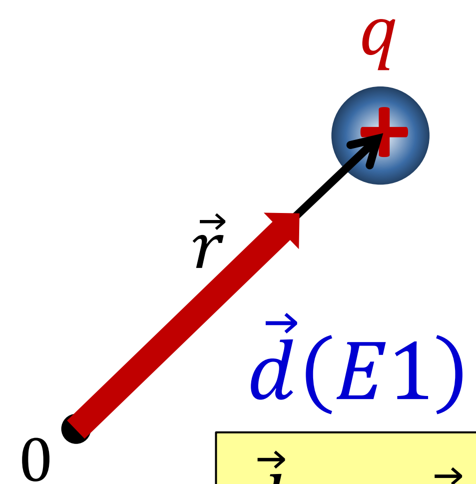
Тип и мультипольность фотона даёт
представление о возбуждении в системе

Магнитный дипольный момент частицы $\vec{\mu}(M1)$



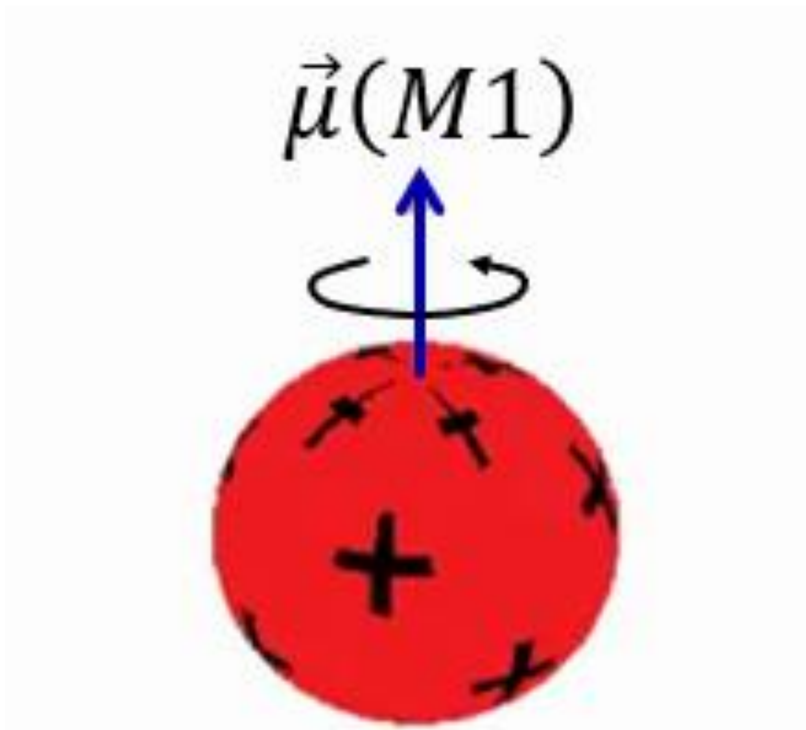
$$\vec{\mu} = \frac{q}{2mc}[\vec{r} \times \vec{p}] = \frac{q}{2mc}\vec{l}$$

Электрический дипольный момент частицы $\vec{d}(E1)$:



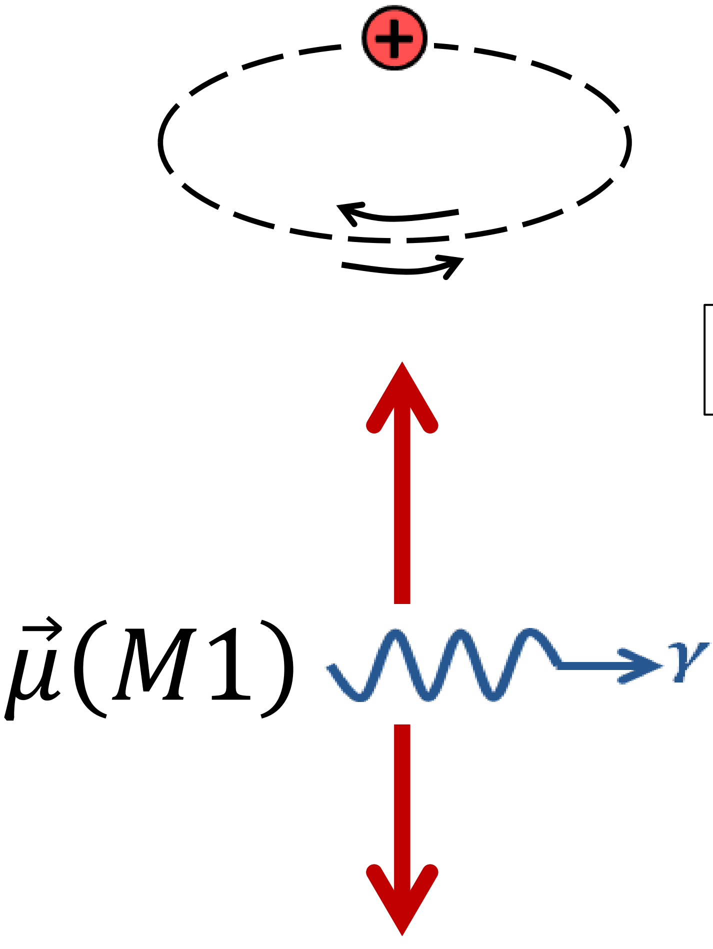
$$\vec{d} = q\vec{r}$$

Возникновение
магнитного дипольного момента
системы зарядов

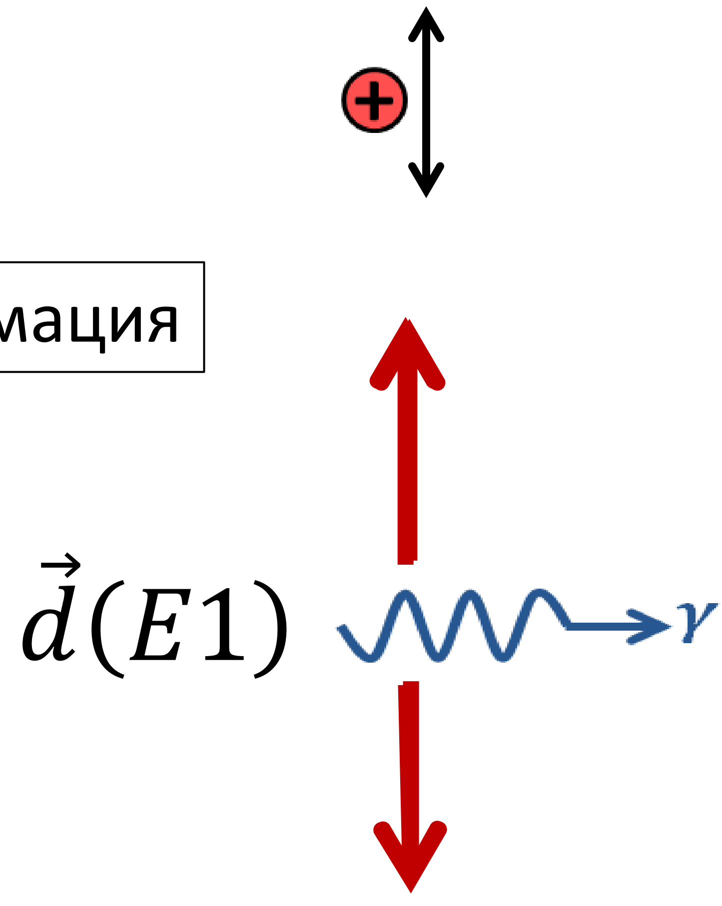


Видео

Колебание магнитного дипольного момента частицы создающее $M1$-излучение

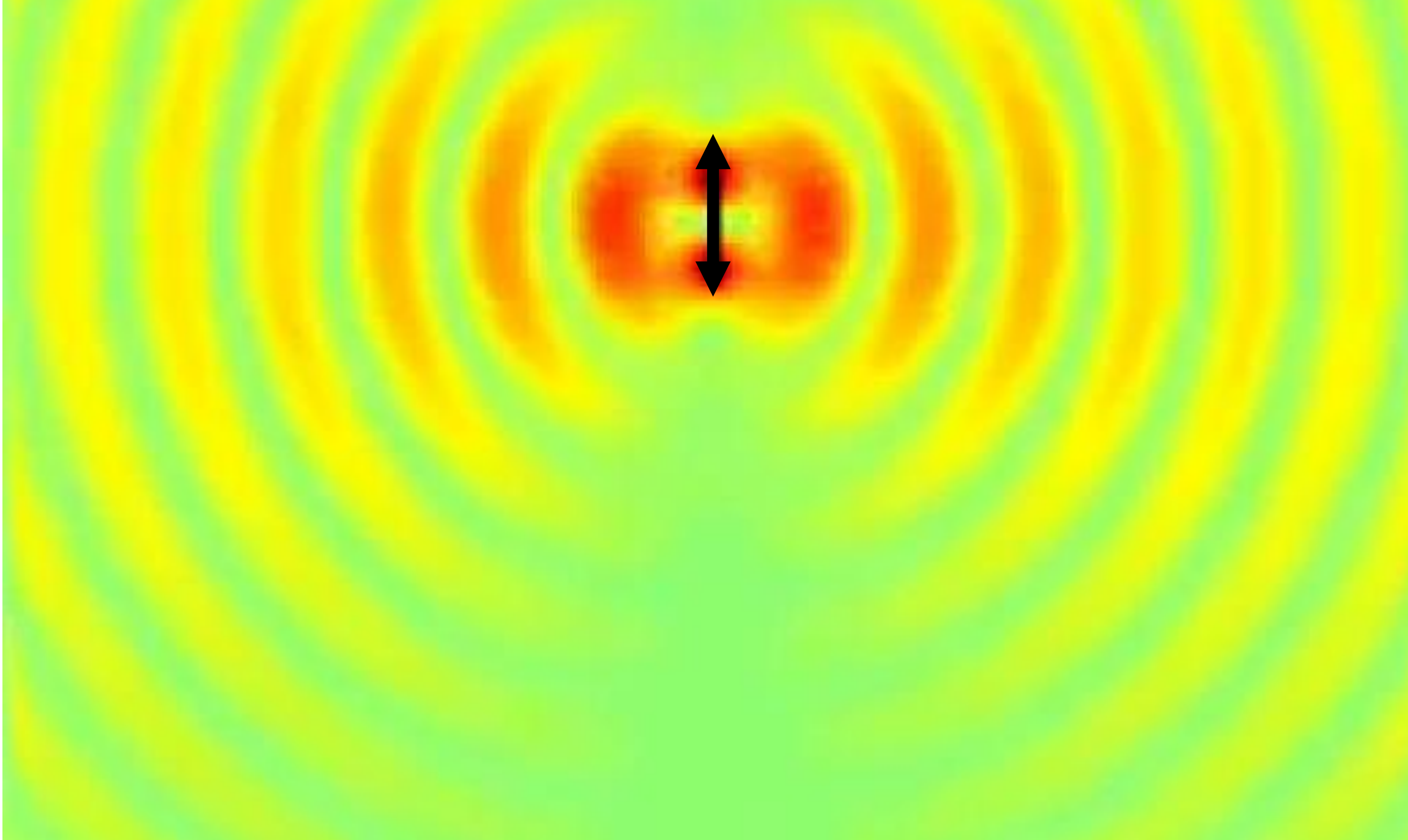


Колебание электрического дипольного момента частицы создающее $E1$-излучение

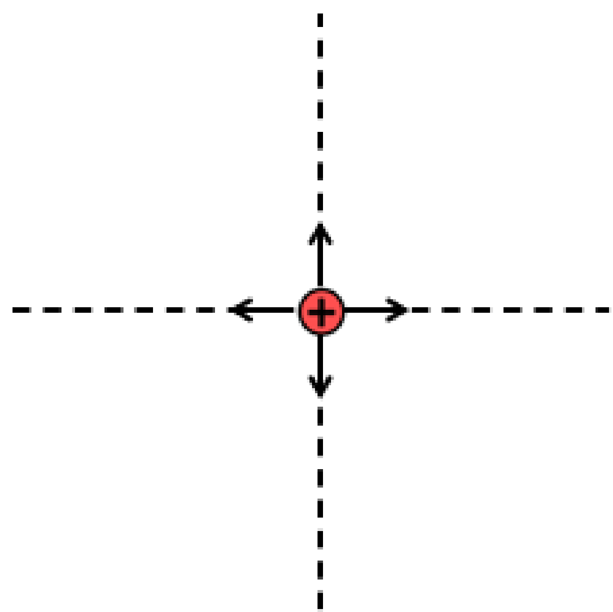


Анимация

Видео
$E1$-излучения дипольной антенны,
возникающее при
линейном колебании зарядов

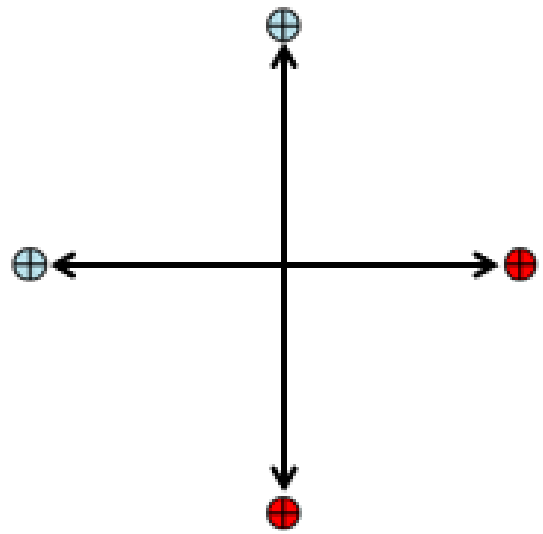


Колебание электрического квадрупольного момента одной частицы создающее $E2$-излучение



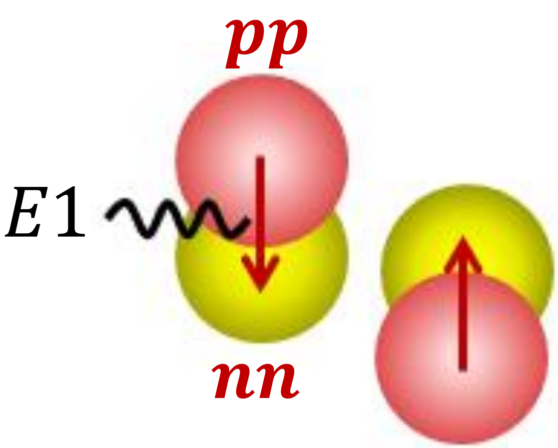
Анимация

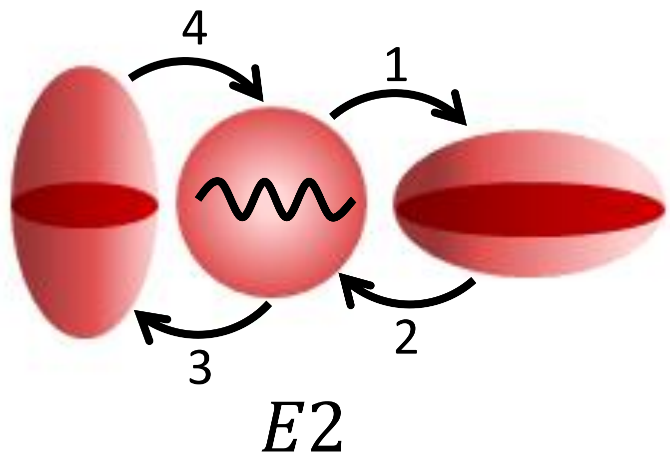
Колебание электрического квадрупольного момента системы 2-х частиц создающее $E2$-излучение

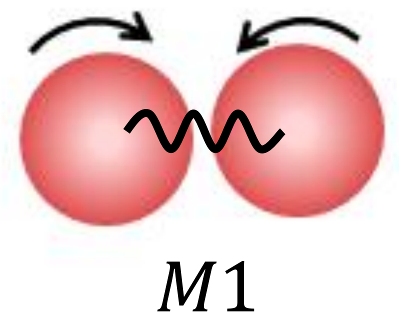


Анимация

Тип и мультипольность фотона
даёт представление о возбуждении в системе

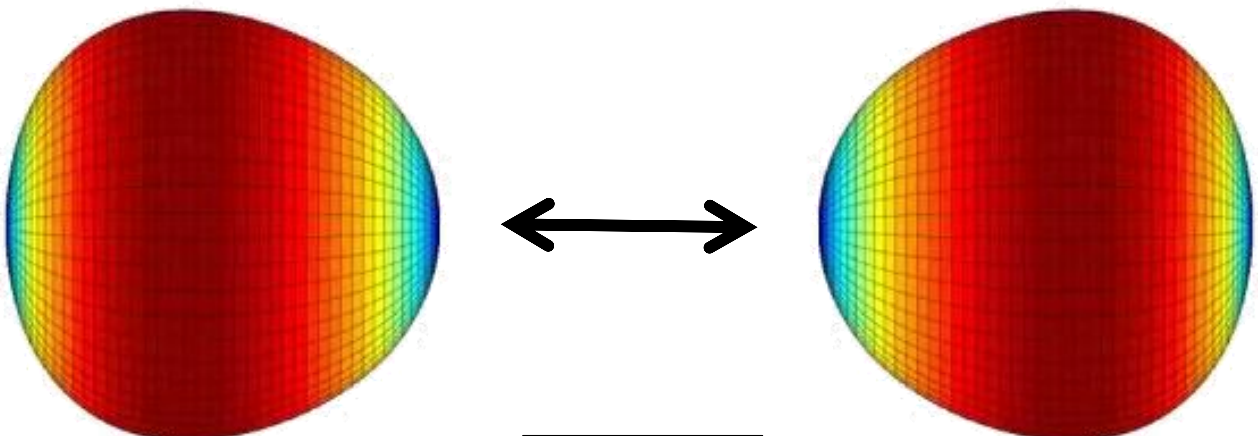






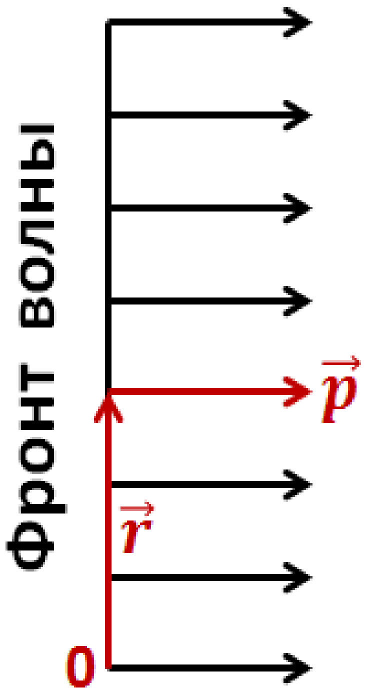
Анимация

Колебание
электрического октупольного момента
системы зарядов создающее $E3$-излучение



Видео

Плоская монохроматическая волна не обладает определенным угловым моментом L, связанным с пространственным перемещением (орбитальным угловым моментом)



$$\vec{L} = [\vec{r} \times \vec{p}]$$

Орбитальный момент L плоской монохроматической волны «пробегает» все возможные значения:
$L = 0, 1, 2, \ldots , \infty.$

Поэтому и плоская монохроматическая электромагнитная волна, состоящая из фотонов, для которых $\vec{J}_\gamma = \vec{L}_\gamma + \vec{S}_\gamma = \vec{L}_\gamma + \vec{1}$, не обладает и определенным J_γ, т. е. мультипольностью

Мультипольные потенциалы. Разложение по мультиполям

Плоская волна $\vec{A}(\vec{r},t) = \vec{A}_0 e^{i(\vec{k}\vec{r}-\omega t)}$ не имеет определенного момента J и четности P, но может быть разложена в ряд по состояниям с различными J и P – *разложение по мультиполям*:

$$\vec{A}(\vec{r},t) = \vec{A}_0 e^{i(\vec{k}\vec{r}-\omega t)} = A_0 e^{-i\omega t} \sum_{J=1}^{\infty} \left[a_{EJ}\vec{A}_{EJ}(\vec{r}) + a_{MJ}\vec{A}_{MJ}(\vec{r})\right],$$

где

$$\left.\begin{array}{l} \vec{A}_{EJ}(\vec{r}) \to EJ \\ \vec{A}_{MJ}(\vec{r}) \to MJ \end{array}\right\}$$ векторные потенциалы, отвечающие определенным моментам J и четности P – так называемые *мультипольные потенциалы*

Для системы точечных бесспиновых частиц оператор взаимодействия с электромагнитным полем

$$\hat{V}(\vec{r},t) = -\frac{1}{c}\sum_{\alpha=1}^{A}\frac{e_\alpha}{m_\alpha}\vec{A}(\vec{r}_\alpha,t)\cdot\hat{\vec{p}}_\alpha$$

и операторы взаимодействия квантовой системы бесспиновых частиц с EJ- и MJ-излучением приобретают вид:

EJ: $$\hat{V}_{EJ}(\vec{r},t) = -\frac{1}{c}\sum_{\alpha=1}^{A}\frac{e_\alpha}{m_\alpha}\vec{A}_{EJ}(\vec{r}_\alpha,t)\cdot\hat{\vec{p}}_\alpha,$$

MJ: $$\hat{V}_{MJ}(\vec{r},t) = -\frac{1}{c}\sum_{\alpha=1}^{A}\frac{e_\alpha}{m_\alpha}\vec{A}_{MJ}(\vec{r}_\alpha,t)\cdot\hat{\vec{p}}_\alpha.$$

При этом вероятность взаимодействия системы с мультипольным излучением будет пропорциональна квадрату соответствующего матричного элемента $\langle f|\hat{V}_{EJ}(\vec{r},t=0)|i\rangle$ или $\langle f|\hat{V}_{MJ}(\vec{r},t=0)|i\rangle$.

Как будет показано на следующей лекции при $\lambda \gg R$, где λ – длина волны излучения, а R – размер системы, (т. е., в так называемом *длинноволновом приближении*) при прочих равных условиях будут доминировать взаимодействия с фотонами нижайших мультиполей и, в особенности, – с $E1$-фотонами.