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»

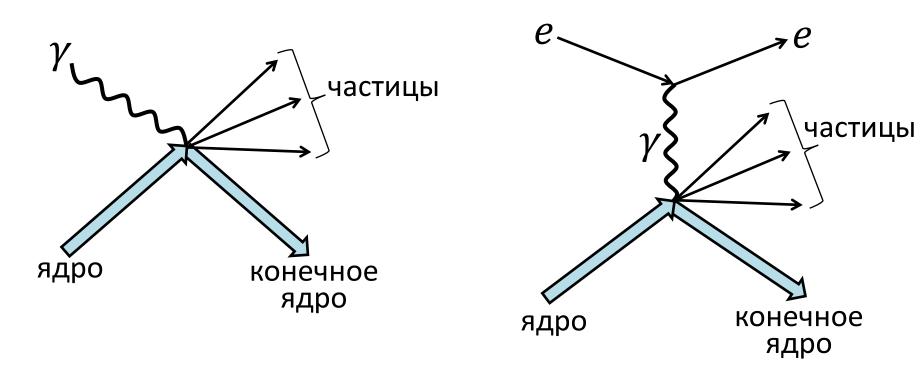
Лекции 1—12

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» \to Ядерная физика \to Учебное пособие Б.С. Ишханова и И.М. Капитонова «Гигантский дипольный резонанс атомных ядер»

Взаимодействие фотонов и электронов с атомными ядрами:



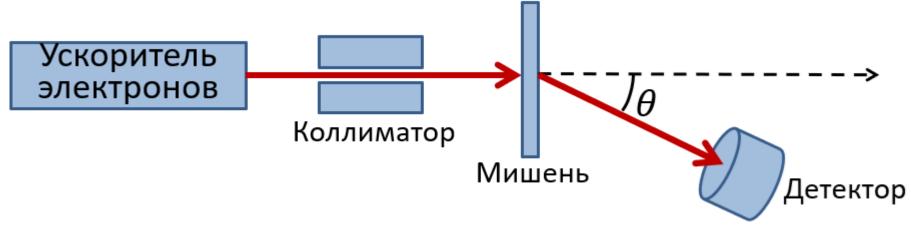
Преимущества ядерных реакций под действием фотонов и электронов:

- 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

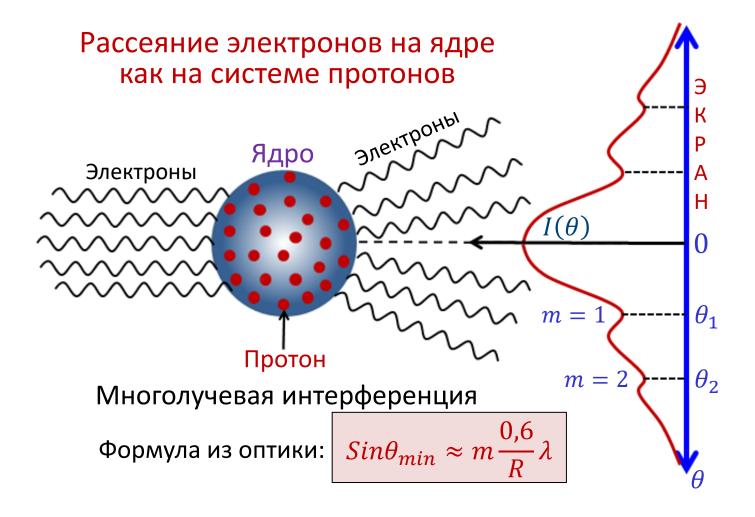
Упругое рассеяние электронов на ядрах:



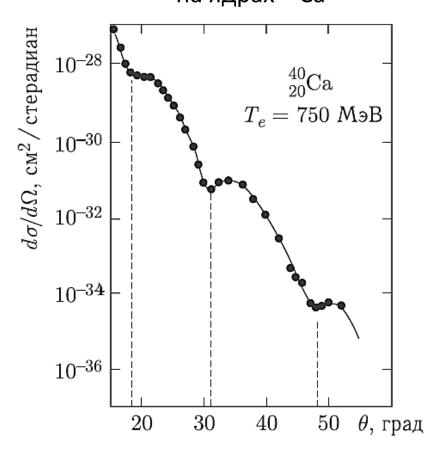
Длина волны виртуального фотона

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

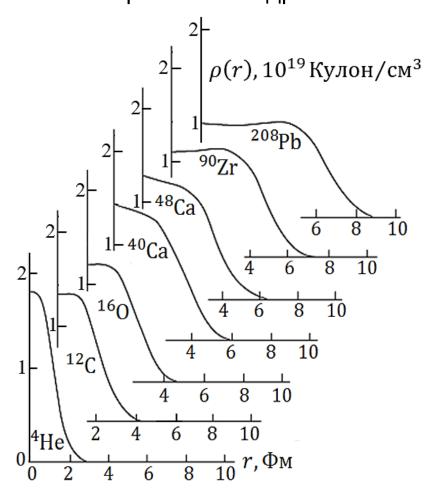
q – импульс виртуального фотона, $E_{\gamma}=qc$ – его энергия



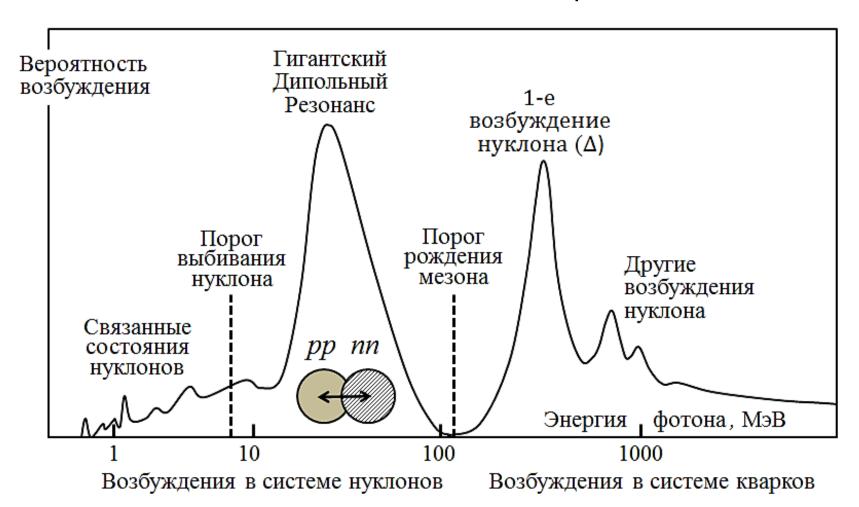
Упругое рассеяние электронов на ядрах ⁴⁰Са



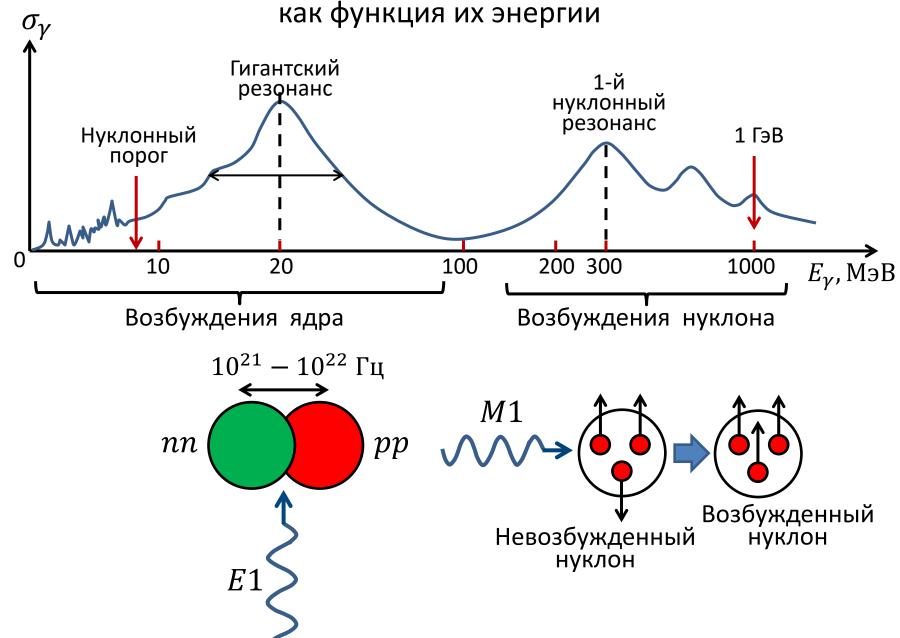
Распределение заряда в различных ядрах



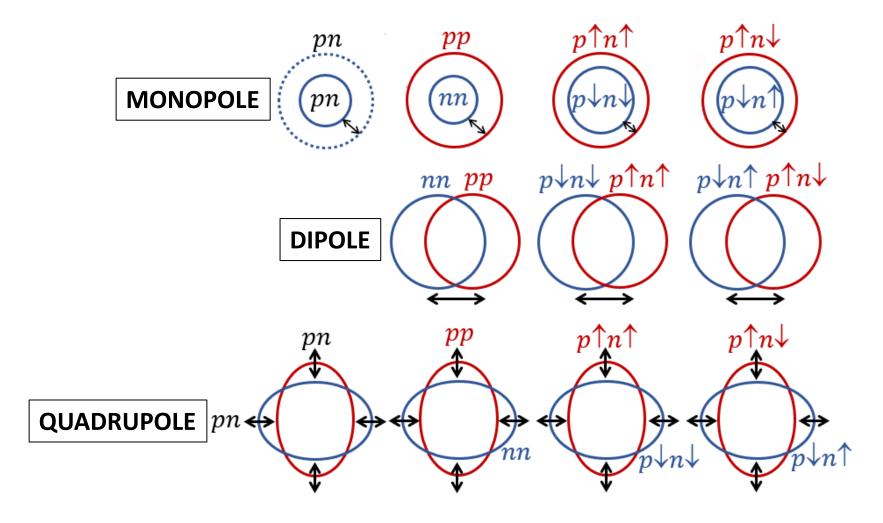
Вероятность поглощения фотонов ядром в зависимости от их энергии

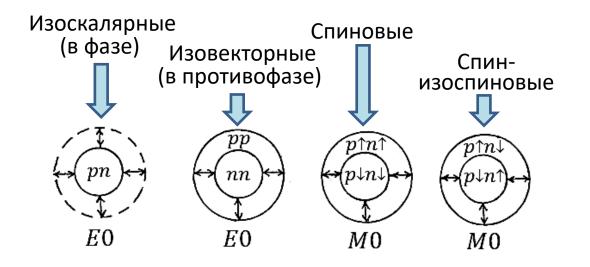


Вероятность поглощения фотонов ядром как функция их энергии

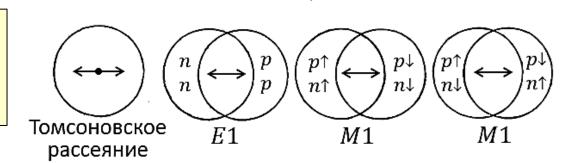


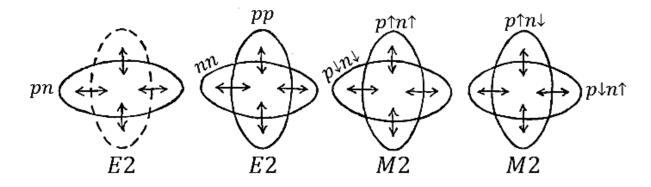
Виды коллективных возбуждений ядра





Гигантские резонансы наименьшей мультипольности

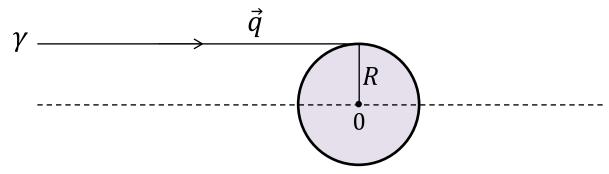




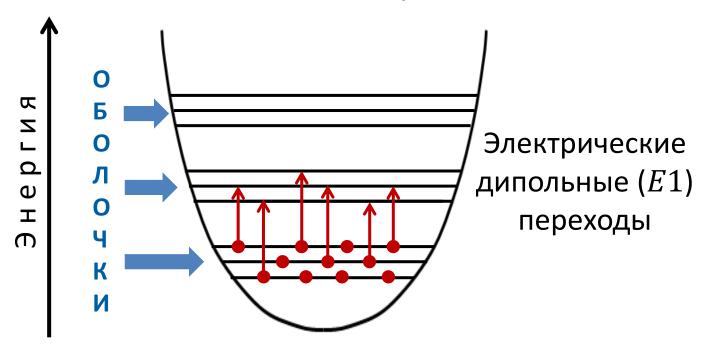
Взаимодействие фотонов с ядрами — эффективный метод изучения их возбуждений, особенно дипольных и квадрупольных. Особая избирательность этого метода исследований к низкоспиновым возбуждениям обусловлена сравнительно малым импульсом $q = E_{\gamma}/c$, передаваемым реальным фотоном ядру. Действительно,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

$$l_{max} = R \cdot \frac{q}{\hbar} = R \cdot \left(\frac{E_{\gamma}}{\hbar c}\right) \approx 5 \, \Phi_{\rm M} \cdot \frac{20 \, {\rm M} \cdot {\rm B}}{200 \, {\rm M} \cdot {\rm B} \cdot \Phi_{\rm M}} = 0.5.$$

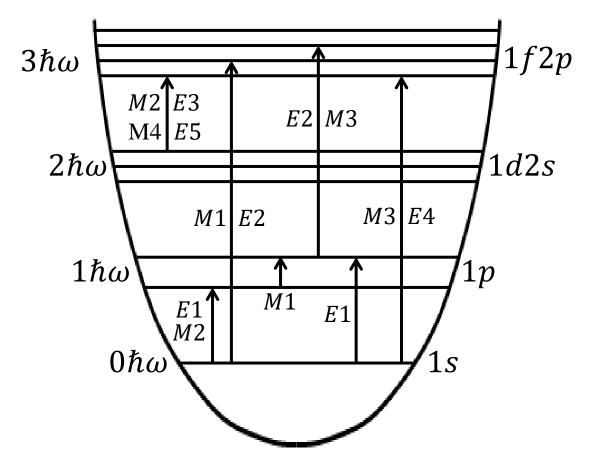
Т. е. кинематическая ситуация в наибольшей степени будет благоприятствовать электрическим дипольным возбуждениям (l=0), а также — магнитным дипольным и электрическим квадрупольным (l=1) возбуждениям. Возбуждения более высокой мультипольности оказываются менее вероятными.



Микроскопическая картина коллективных возбуждений



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.

HTB:

 \widehat{H}_0 — гамильтониан системы (атома, атомного ядра) в отсутствии внешних полей

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

$$\widehat{V}(\vec{r},t) \ll \widehat{H}_0$$
 и гамильтониан в присутствии возмущения $\widehat{H} = \widehat{H}_0 + \widehat{V}(\vec{r},t).$

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 HTB 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 $ho_f(E_f)$ — 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

$$\widehat{H}_0 = \sum_{lpha=1}^A rac{\widehat{p}_lpha^2}{2m_lpha} + \sum_{lpha где $\overrightarrow{A}(\overrightarrow{r}_lpha,t)$ — векторный потенциал волны$$

Для учета взаимодействия с электромагнитной волной используем

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

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

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

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

$$ec{A}_0 = A_0 ec{arepsilon}$$
, где $ec{k} = ec{n} rac{\omega}{c}$ и $|ec{n}| = 1.$

 $ec{arepsilon}$ — единичный вектор поляризации волны.

$$\vec{A}_0 e^{i(\vec{k}\vec{r} - \omega t)} \qquad \qquad \vec{\mathcal{E}} \qquad \qquad \vec{k}$$

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

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

Если n фотонов в единице объема, то $A_0=\sqrt{\frac{2\pi\hbar n}{\omega}}\cdot c$. Это следует из $\frac{1}{8\pi}\langle \vec{E}^2+\vec{H}^2\rangle=n\hbar\omega$.

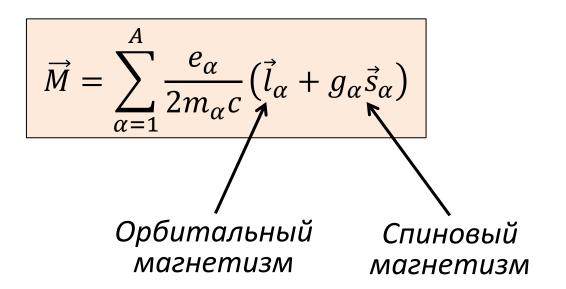
Добавка V_S к оператору взаимодействия за счет наличия у частиц спина \vec{s} следует из классического выражения для энергии $E=-\vec{\mu}\vec{H}$ взаимодействия частиц, наделенных магнитным моментом $\vec{\mu}$, с магнитной компонентой электромагнитного поля $\vec{H}=rot A$:

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

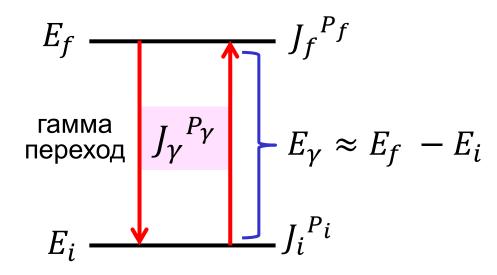
Здесь
$$\hat{\vec{\mu}}_{\alpha}=g_{\alpha}\frac{e_{\alpha}}{2m_{\alpha}c}\hat{\vec{s}}_{\alpha}$$
 и $g_{p}=$ 5,585; $g_{n}=-$ 3,826.

Система единиц Гауссова!

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



Электромагнитные переходы в ядрах



Сохранение момента количества движения требует:

$$|\vec{J}_f| = |\vec{J}_i| + |\vec{J}_\gamma|$$
 или $|J_i| - |J_f| \le |J_\gamma| \le |J_\gamma| \le |J_i| + |J_f|$ Крайние варианты ориентации моментов

Сохранение чётности требует:

$$P_f = P_i \cdot P_\gamma$$
 или $P_\gamma = P_i \cdot P_f$

Квантовая классификация фотонов:

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

Спин фотона:
$$S_{\gamma}=1$$
, Орбитальный момент фотона: $L_{\gamma}=0$, 1, 2,...

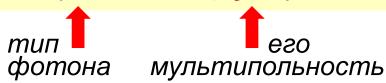
$$\vec{J}_{\gamma} = \vec{S}_{\gamma} + \vec{L}_{\gamma}$$

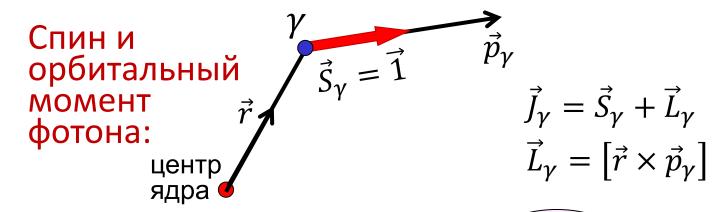
Чётность фотона:
$$P_{\gamma} = \pi_{\gamma} \cdot (-1)^{L_{\gamma}} = (-1)^{L_{\gamma}+1}$$

Внутренняя Орбитальная чётность (—1) чётность

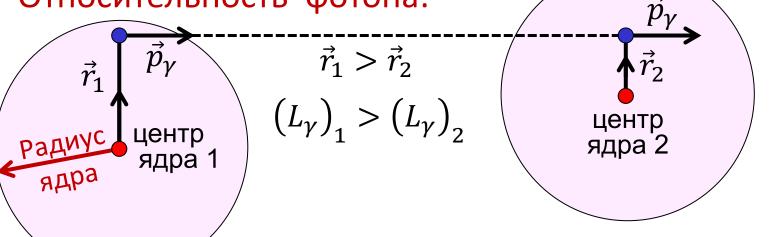
Фотон определённой мультипольности / может иметь три значения L:

$$L = J$$
, $P = (-1)^{J+1} - \text{магнитные} \ (MJ)$ -фотоны, $L = J \pm 1$, $P = (-1)^J - \text{электрические} \ (EJ)$ -фотоны.





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 1^+ 2^+ $2^ M1$ 0^+ 0^+ 0^+ 0^+

Пример использования правил отбора:

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

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

$$2 - 2$$

$$0$$

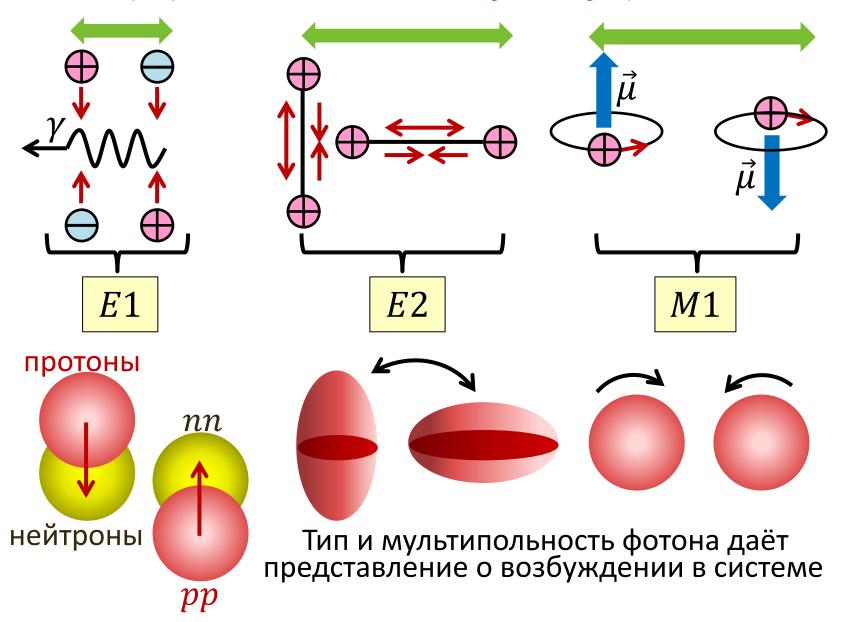
$$4$$

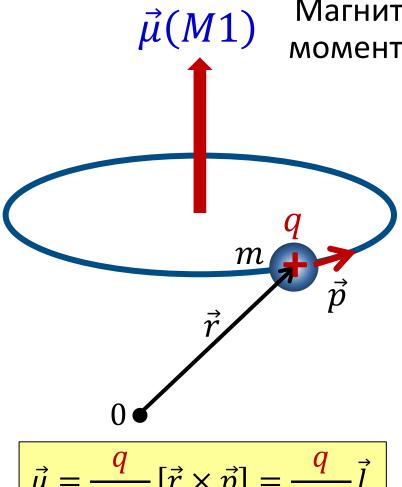
$$J_{\gamma} = \emptyset, 1, 2, 3, 4$$

$$M1, E2, M3, E4$$

$$J_{\gamma} \neq 0$$
 и переходы $0 \not\rightarrow 0$ запрещены! $i \quad f$

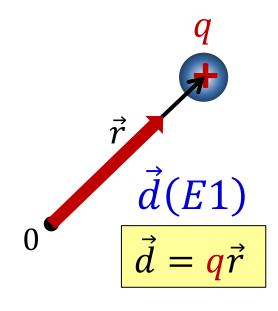
Природа обозначений EJ- и MJ-фотонов



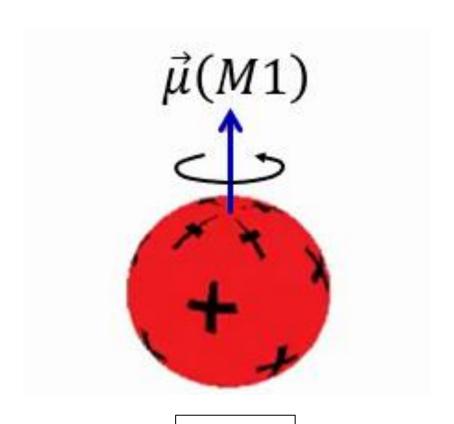


Магнитный дипольный момент частицы $\vec{\mu}(M1)$

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



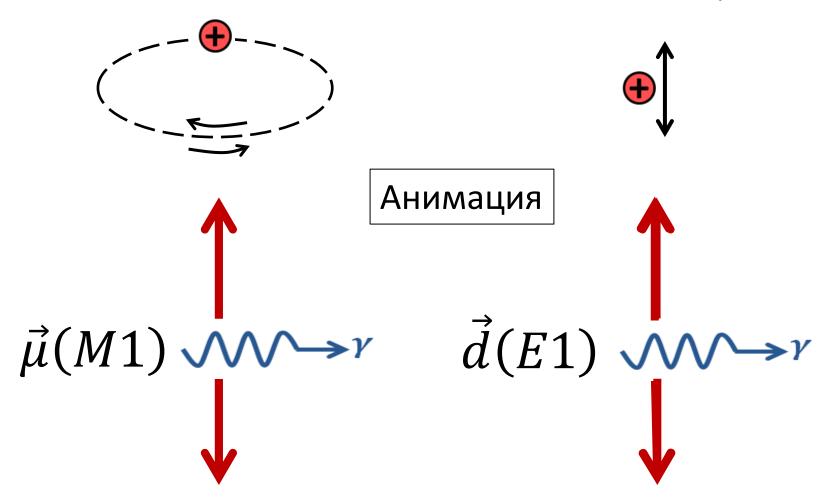
Возникновение магнитного дипольного момента системы зарядов



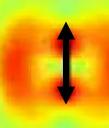
Видео

Колебание магнитного дипольного момента частицы создающее M1-излучение

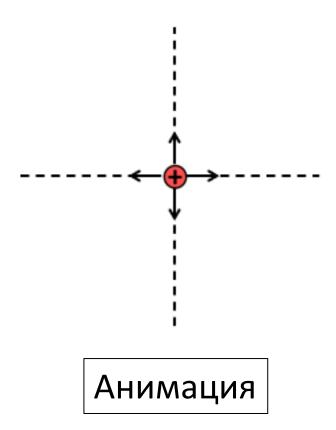
Колебание электрического дипольного момента частицы создающее E1-излучение



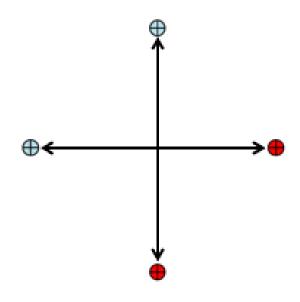
Видео Е1-излучения дипольной антенны, возникающее при линейном колебании зарядов



Колебание электрического квадрупольного момента одной частицы создающее E2-излучение

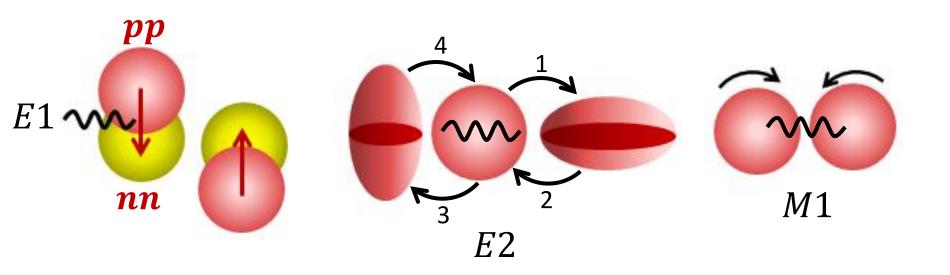


Колебание электрического квадрупольного момента системы 2-х частиц создающее E2-излучение



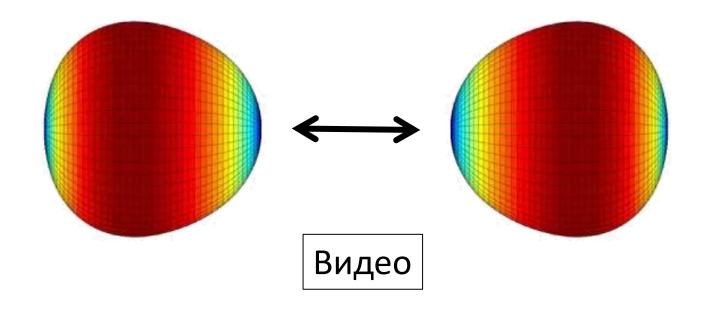
Анимация

Тип и мультипольность фотона даёт представление о возбуждении в системе

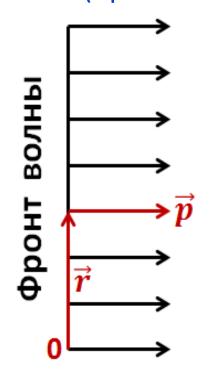


Анимация

Колебание электрического октупольного момента системы зарядов создающее E3-излучение



Плоская монохроматическая волна не обладает определенным угловым моментом \boldsymbol{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:

$$L = 0, 1, 2, \dots, \infty$$
.

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

$$\vec{A}_{EJ}(\vec{r}) \rightarrow EJ$$
 $\vec{A}_{MJ}(\vec{r}) \rightarrow MJ$

 $\vec{A}_{EJ}(\vec{r}) o EJ$ векторные потенциалы, отвечающие определенным моментам J и четности P — так называемые 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 E - и M -излучением приобретают вид:

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

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

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.