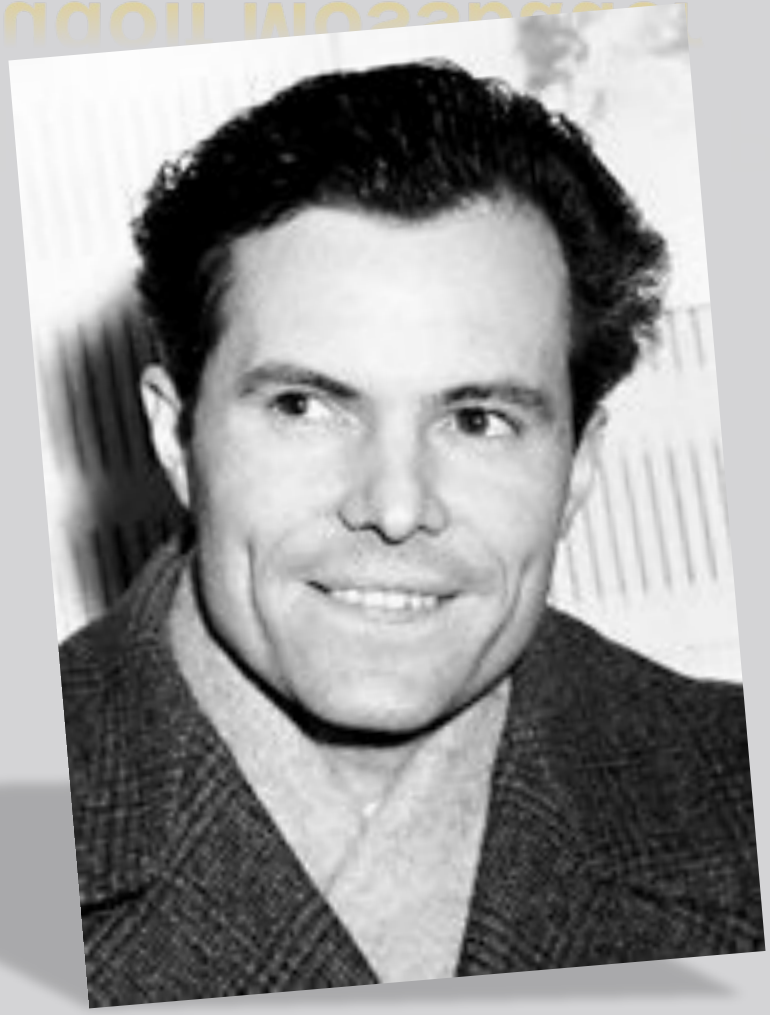
Казанский (Федеральный) государственный университет

МЁССБАУЭРА ЭФФЕКТ

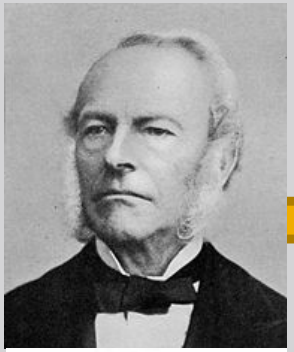
Презентация по ядерной физике

The Nobel Prize in Physics 1961
Rudolf Mössbauer



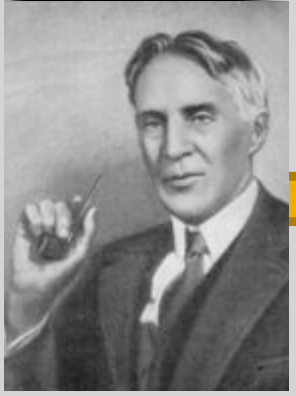
Руд́ольф Л́юдвиг Мёссба́уэр — немецкий физик, специалист в физике атомного ядра и элементарных частиц. В 1961 году за открытие и теоретическое обоснование явления ядерного гамма-резонанса Р. Л. Мёссбауэру была присуждена Нобелевская премия по физике.

Предыстория



- Около 1852 Дж. Г. Стокс впервые наблюдал флуоресценцию — поглощение флюоритом падающего света с последующим испусканием света поглотителем. Впоследствии аналогичные исследования проводились с различными материалами.

- В 1900 П. Виллард обнаружил гамма-лучи — испускаемое радием монохроматическое электромагнитное излучение с высокой энергией фотонов.



- В 1904 Р. Вуд продемонстрировал резонансную оптическую флуоресценцию, которая характеризуется испусканием поглощённой световой энергии в виде излучения той же частоты. Особенно широко известна именно исследованная им резонансная флуоресценция жёлтого дублета натрия.

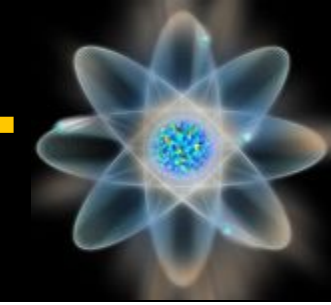
Рудольф Людвиг Мёссбауэр. Биография.

Окончил гимназию в Мюнхен-Пазинг в 1948. Сдал экзамены на учёную степень в 1952. В 1953—1954 работал над кандидатской диссертацией в лаборатории прикладной физики в Мюнхенском техническом университете (TUM) и работал ассистентом лектора в математическом институте того же университета. В 1955—1957 работал над докторской диссертацией и проводил исследования на физическом отделении Медицинского исследовательского института им. Макса Планка в Гейдельберге, где впервые наблюдал явление резонансного поглощения γ-лучей без отдачи — ядерный гамма-резонанс. В январе 1958 он защитил докторскую диссертацию. Проработав научным сотрудником в TUM в 1959, он принял приглашение Ричарда Фейнмана продолжить исследования поглощения γ-лучей в Калифорнийском технологическом институте в Пасадене (США) в качестве научного сотрудника, а затем старшего научного сотрудника. В 1961 Мёссбауэр получил должность профессора физики в Калифорнийском технологическом институте. С 1965 работал на должности профессора в TUM. В 1972—1977 занимал должность директора гренобльского института им. Макса фон Лауэ и Поля Ланжевена и международного реактора с высокой мощностью потока частиц. В 1977 вернулся в Мюнхен, где продолжил работать над «загадкой нейтрино», в том числе принимая участие в некоторых экспериментах по обнаружению нейтринных осцилляций в Гёсгене и экспериментах по изучению солнечных нейтрино в подземной лаборатории Гран Сассо в Италии.

История открытия

В 1953 Г. Майер-Лейбниц назначил Р. Мёссбауэру тему магистерской диссертационной работы: продолжение исследований температурно зависимого поглощения гамма-излучения, начатых Мальмфурсом с использованием Os-191. После защиты Мёссбауэр продолжил работу по этой теме, готовя диссертацию доктора философии. Несмотря на настойчивые указания научного руководителя следовать методу Мальмфурса и искать перекрытия линий испускания и поглощения в области высоких температур, Мёссбауэр решил, что удобнее, напротив, сконструировать криостат для охлаждения образцов. При этом он ожидал наблюдать такую температурную зависимость поглощения, при которой перекрытие линий становится слабее, а частота отсчётов квантов прошедшего через поглотитель излучения должна возрастать. **Получив обратный результат, то есть усиление резонансной ядерной гамма-флуоресценции, он преодолел чрезмерный скепсис и тщательно обдумал результат.** В результате Мёссбауэр понял, что использовавшаяся полуклассическая концепция излучающих и поглощающих ядер как свободных частиц для твёрдых тел не подходит: в кристаллах атомы сильно связаны друг с другом и характеризуются существенно квантовым поведением.

МЁССБАУЭРА ЭФФЕКТ

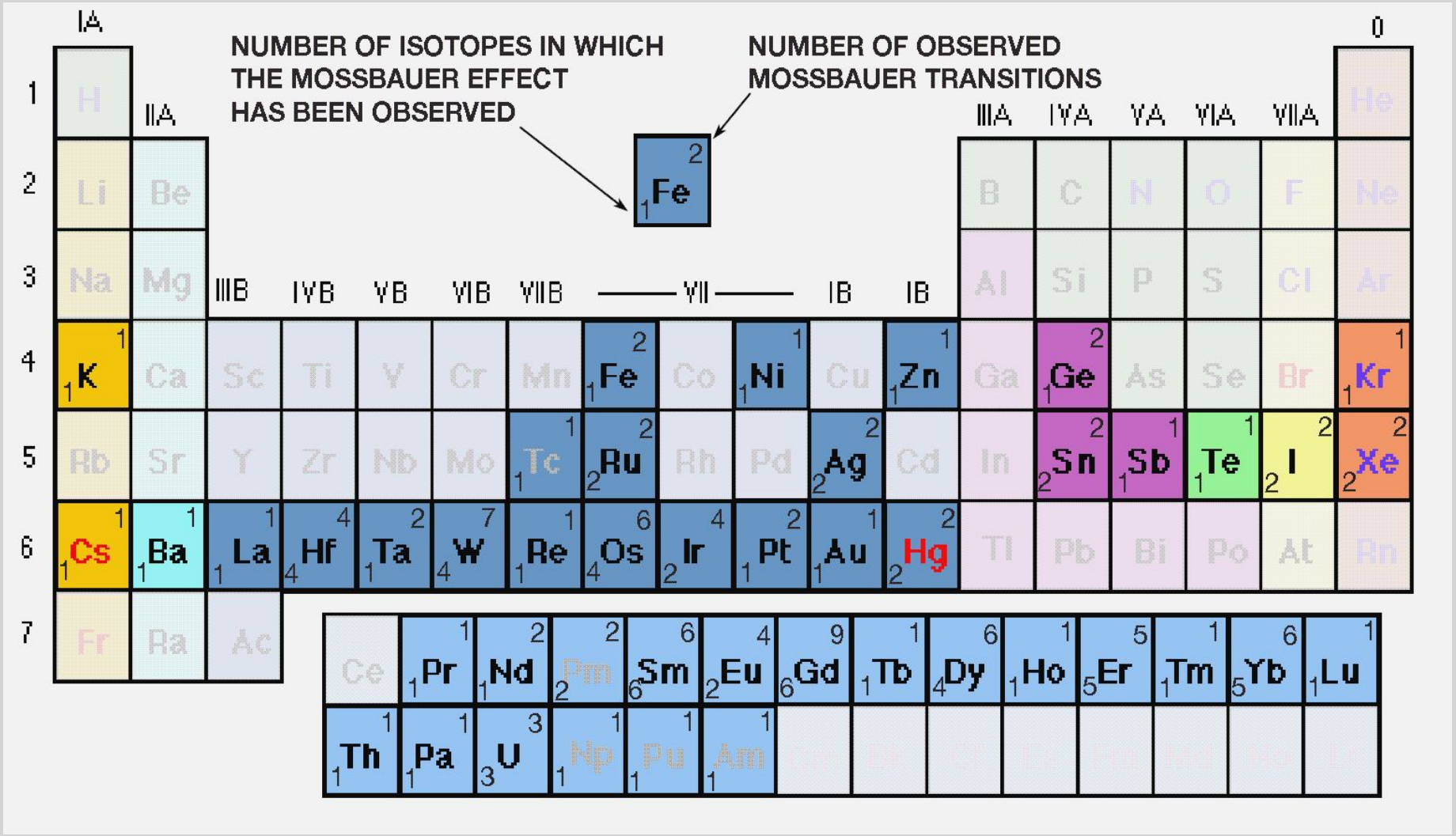


Эффект Мёссбауэра или ядерный гамма-резонанс, открытый в 1957 или 1958 году Рудольфом Мёссбауэром в Институте им. М. Планка в Гейдельберге (ФРГ), состоит в резонансном испускании или поглощении гамма-фотонов без изменения фононного спектра излучателя или поглотителя излучения соответственно. Иными словами, **эффект Мёссбауэра — это резонансное испускание и поглощение гамма-лучей без отдачи.** Имеет существенно квантовую природу и наблюдается при изучении кристаллических, аморфных и порошковых образцов, содержащих один из 87 изотопов 46 элементов.

Природа эффекта

При испускании или поглощении гамма-кванта, согласно закону сохранения импульса, свободное ядро массы M получает импульс отдачи $p = E_0 / c$ и соответствующую этому импульсу энергию отдачи . На эту же величину оказывается меньше по сравнению с разностью энергий между ядерными уровнями E_0 энергия испущенного гамма-кванта, а резонансное поглощение наблюдается для фотонов с энергией, равной E_0+R. В итоге, для одинаковых ядер линии испускания и поглощения разнесены на величину 2R и условие резонанса может быть выполнено только в случае совмещения этих линий, либо их частичного перекрытия. В газах энергию отдачи получает одно излучающее ядро массы M, тогда как ***в твёрдых телах помимо процессов, когда за счёт энергии отдачи возбуждаются фононы, при определённых условиях смещение только одного атома или небольшой группы атомов становится невозможным, и отдачу может испытать лишь весь кристалл целиком*****.** Масса кристалла на много порядков больше массы ядра, а значит и величина R становится пренебрежимо малой. В процессах испускания и поглощения гамма-квантов без отдачи энергии фотонов равны с точностью до естественной ширины спектральной линии.

Таблица всех известных Мёссбауэровских изотопов



Интерпретация эффекта

В 2000 в журнале Hyperfine Interactions Мёссбауэр дал наглядную интерпретацию эффекта:

Ситуация ... напоминает человека, прицельно бросающего камень из лодки. Бóльшую часть энергии согласно закону сохранения импульса получает лёгкий камень, но небольшая часть энергии броска переходит в кинетическую энергию получающей отдачу лодки. Летом лодка просто приобретёт некоторое количество движения, соответствующее отдаче, и отплывёт в направлении, противоположном направлению броска. Однако зимой, когда озеро замерзнет, лодку будет удерживать лёд, и практически вся энергия броска будет передана камню, лодке (вместе с замерзшим озером и его берегами) достанется ничтожная доля энергии броска. Таким образом, отдача будет передаваться не одной только лодке, а целому озеру, и бросок будет производиться «без отдачи».

Эффект Мёссбауэра

Резонансное поглощение может иметь место только в том случае, когда энергия отдачи ядра R меньше ширины ядерного уровня Г. Мессбауэр исследуя явление резонансного поглощения гамма-квантов понизил температуру источника и обнаружил, что число поглощенных фотонов существенно увеличилось, то есть наблюдалось резонансное поглощение -квантов. Качественно это можно объяснить тем, что в этом случае импульс отдачи получало не отдельное ядро, а весь кристалл, в котором находились ядра, испускающие -кванты. При переходе от свободных атомов к атомам связанных в кристаллической решетке ситуация меняется. С уменьшением температуры источника увеличивается относительное число ядерных переходов с передачей импульса отдачи всему кристаллу. Условия для этого тем благоприятнее, чем ниже температура кристалла и энергия перехода

Эффект Мёссбауэра

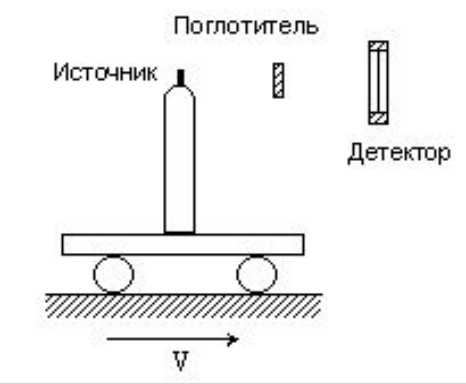


Рис.1. Схема опыта по измерению ширины линии

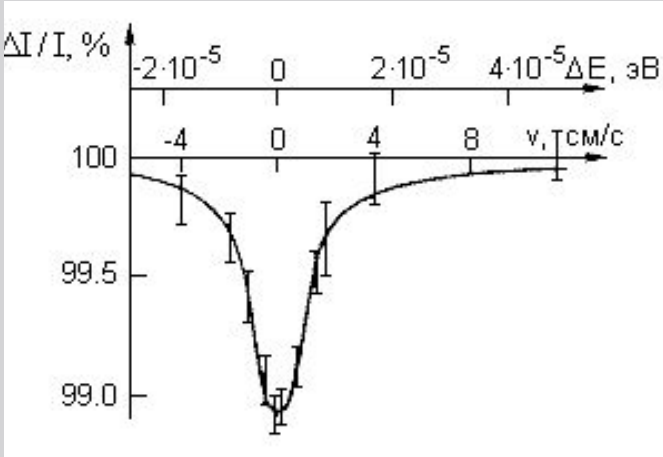
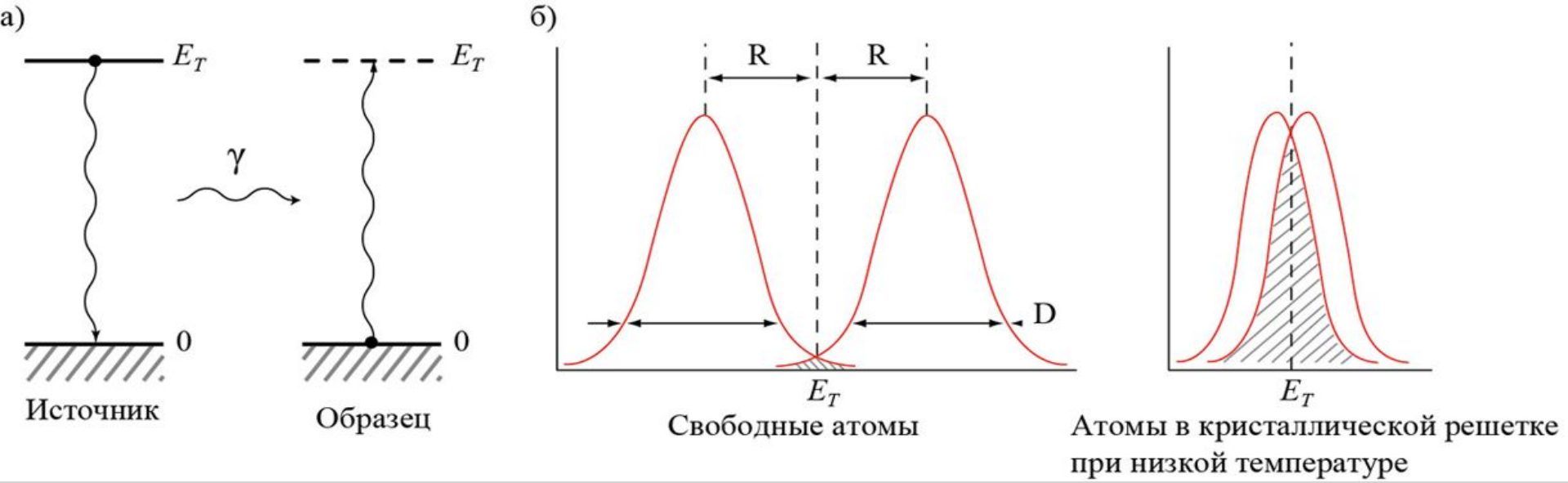


Рис.2. Измерение ширины линии испускания гамма-квантов Г с помощью эффекта Мессбауэра

Чтобы наблюдать резонансное поглощение мишенью из ^{57}Fe γ-квантов, испускаемых источником из ^{57}Fe, нужно скомпенсировать энергию отдачи ядра, которая в сумме составляет $2T_R$. Если пренебречь естественной шириной уровня, то энергия испускаемых фотонов равна $E\gamma=E-T_R$, тогда как для того, чтобы наблюдался резонанс, они должны иметь энергию $E\gamma=E+T_R$. Один из способов такой компенсации состоит в том, что рассматриваемый радиоактивный источник закрепляют на движущемся устройстве и подбирают скорость так, чтобы разница $2T_R$ компенсировалась за счет **эффекта Доплера**. Для этого достаточно укрепить исследуемый источник на подвижной каретке и изменять ее скорость v так, чтобы за счет эффекта Доплера сдвинуть линию резонансного поглощения в нужную сторону. Между детектором и источником помещают поглотитель того же изотопического состава, что и источник, как показано на рис.1. В отсутствие отдачи резонансное поглощение должно происходить при v=0. В этом случае число фотонов, регистрируемое детектором, будет минимально, так как фотоны, претерпевшие резонансное поглощение в поглотителе, затем повторно испускаются в разных направлениях и выбывают из прошедшего пучка. При изменении скорости v изменяется доплеровское смещение линии испускания относительно линии поглощения и в результате записывается контур линии, как показано на рис.2. Ширина ядерных уровней столь мала, что источник нужно перемещать со скоростью, составляющей всего лишь десятые доли сантиметра в секунду.

Описание эффекта



- ***а — Схема резонансного поглощения гамма-кванта;***
- ***б — Распределение испускаемых и поглощаемых гамма-квантов по энергиям.***

Переход ядра из одного состояния в другое сопровождается либо поглощением, либо испусканием гамма-кванта коротковолнового рентгеновского излучения (рис. *а*).

Энергия гамма-кванта определяется разностью энергий между основным и возбужденным состояниями ядра атома (E_T), энергией отдачи ядра ($R \sim 10^{-1}$ эВ для свободных атомов) и допплеровским сдвигом (D), вызванным поступательным движением ядра:

$$E_{\text{испускания}} = E_T - R \pm D \text{ (энергия гамма-квантов, испускаемых источником),}$$

$$E_{\text{поглощения}} = E_T + R \pm D \text{ (энергия гамма-квантов, поглощаемых образцом).}$$

Условие резонанса достигается тогда, когда испускаемый возбужденным ядром гамма-квант будет поглощен ядром, находящимся в основном состоянии: $E_{\text{испускания}} \approx E_{\text{поглощения}}$.

Графически такое условие может быть представлено в виде области перекрывания площадей кривых распределения по энергиям испускаемых и поглощаемых квантов (рис.*б*)

Характеристики фотона

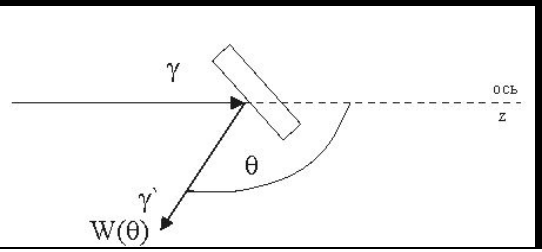
ЯРФ позволяет, зная мультипольность и тип поглощенного (излученного) фотона, спин и четность одного уровня, судить о том какой будет спин и четность другого уровня. Для этого используются хорошо известные правила отбора по спину и четности для электромагнитных переходов. Если речь идет о переходах между основным состоянием и возбужденным, то $| I_0 - I_r | < < I_0 + I_r$

$| I_0 - | < I_r < I_0 + I_r$

Для четностей: $P_0 P_r = P_\gamma$ или $P_0 P_\gamma = P_r$

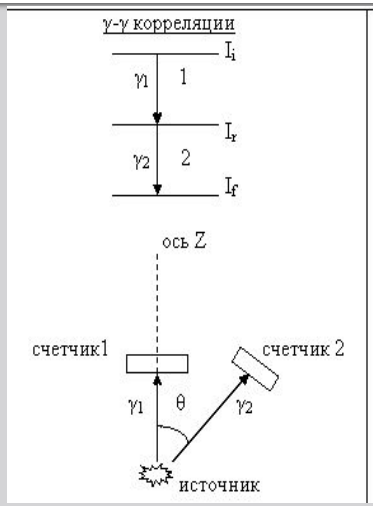
Спин фотона $s_\gamma = 1$, внутренняя четность фотона $P_\gamma = -1$. У фотона с определенным I_γ может быть как положительная так и отрицательная четность. Для фотонов электрического типа, $P(EI) = (-1)^I$
для фотонов магнитного типа: $P(MI) = (-1)^{I+1}$
Длина волны фотона $\lambda = 2c/6.28 \cdot 200$ МэВ·Фм/ E_γ.

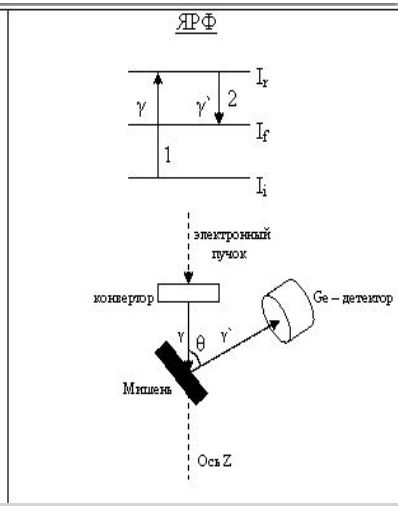
Очевидно, что для ЯРФ выполняется условие длинноволнового приближения $\lambda >> R$, так для $E_\gamma = 10$ МэВ, $\lambda = 124$ Фм. В то время как для ядра с полным числом нуклонов $A = 200$ имеем $R=7$ Фм. Как мы знаем, в длинноволновом приближении ($\lambda >> R$, $kR << 1$, т.к. $\lambda = 2\Pi/k$)
$w(MI) \sim (R)^{2I} \sim (kR)^{2I} \sim (R/)^{2I}$; $w(EI) \sim (R)^{2(I-1)} \sim (kR)^{2(I-1)} \sim (R/)^{2(I-1)}$ и $w(MI)/w(EI) \sim (kR)^2 << 1$; $w(MI+1)/w(MI) \approx w(EI+1)/w(EI) \sim (kR)^2 << 1$ т. е. вероятность гамма-переходов убывает в следующем порядке: E1, E2 M1, E3 M2 …



Мультипольность гамма-переходах в ЯРФ - эксперименте

Для нахождения мультипольности γ-перехода достаточно определить функцию W(θ), являющуюся угловой частью сечения рассеяния, и обычно называемую "нормализированным угловым распределением". Для теоретического описания W(θ) можно целиком использовать формализм угловых γ-γ корреляций: γ-γ коррелиции и ЯРФ - это два варианта одного и того же физического процесса

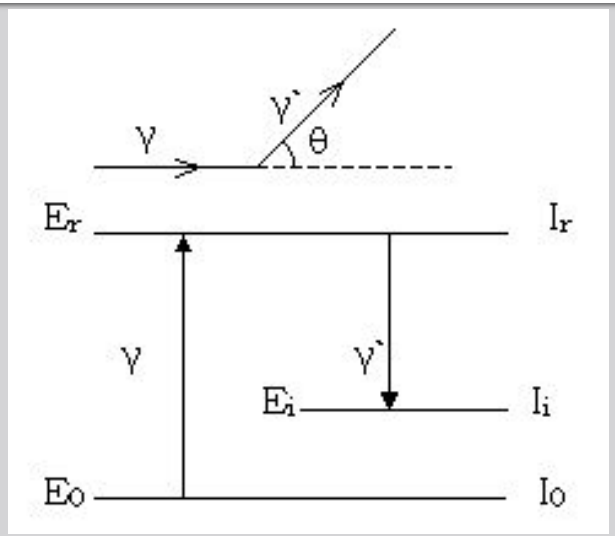


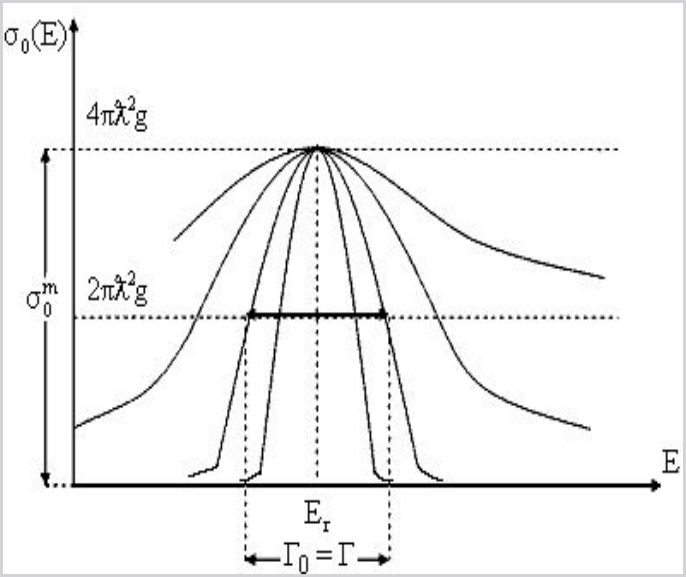


В таблице даны примеры рассчитанных в рамках формализма γ-γкорреляций функций W(θ) для разных вариантов сочетания спинов начального (I_i) и конечного (I_f) состояний. Указаны также мультипольности I и I` соответственно упавшего на мишень (γ) и рассеянного (γ`) фотона.

I_i	I	I_r	I`	I_f	W(θ)
1/2	1	1/2	1	1/2	Постоянная
1/2	1	3/2	1	1/2	$1 + 3/7 \cos^2\theta$
0	1	1	1	0	$1 + \cos^2\theta$
1	1	1	1	0	$1 - 1/3 \cos^2\theta$
2	1	1	1	0	$1 + 1/13 \cos^2\theta$
1	2	1	1	0	$1 - 1/3 \cos^2\theta$
2	2	1	1	0	$1 + 3/7 \cos^2\theta$
0	2	2	2	0	$1 - 3 \cos^2\theta + 4 \cos^4\theta$

Эффективное сечение





Эффективное сечение резонансного рассеяния (ЯРФ) неполяризированных фотонов на неполяризированной мишени можно записать в виде: $\sigma(\gamma,\gamma`) = \sigma_i(E)\sigma(\theta)$.
Для чистой ЯРФ (когда ядро возвращается в основное состояние) $\Gamma i = \Gamma 0$ и

$$\sigma_0(E) = \pi\lambda\!\!\!^{-2}\,\frac{1}{2}\cdot\frac{2I_r+1}{2I_0+1}\cdot\frac{\Gamma_0^2}{(E-E_r)^2+\frac{1}{4}\Gamma^2}$$

Рассмотрим брейт-вигнеровскую резонансную кривую, хорошо известную из оптики и атомной физики (такую же форму имеют и резонансы электрических цепей):

$$\sigma_0(E) = \pi\lambda\!\!\!^{-2}\cdot g\cdot\frac{\Gamma_0^2}{(E-E_r)^2+\frac{\Gamma^2}{4}}$$

Сечение в максимуме резонанса имеет значение:

$$\sigma_0^m(E_r) = 4\pi\lambda\!\!\!^{-2}\cdot g\cdot\frac{\Gamma_0^2}{\Gamma^2}$$

В зависимости от величины $\Gamma_0 = \Gamma$ имеем резонансные кривые разной ширины(рис.слева)

Роль эффекта Допплера

Если для ядра в покое -квант имеет энергию E, то, двигаясь в направлении -источника, ядро встречает -квант с энергией E‘:

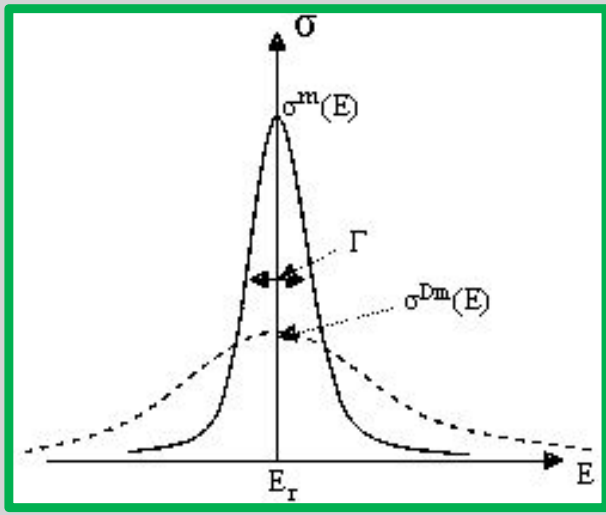
$$E' = E(1 + v/c)\cdot[1 - (v/c)2]-1/2E(1 + v/c)$$

Аналогично источник, двигаясь со скоростью v в направлении неподвижного ядра, испускает не гамма-квант с энергией E, а гамма-квант с энергией E`.

С учетом распределения Максвелла для распределения эффективных энергий E` получаем:

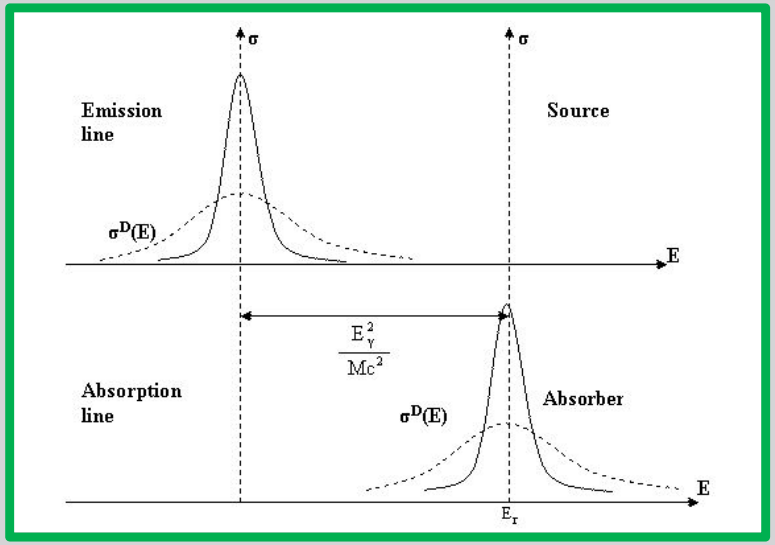
$$w(E')dE' = \frac{1}{\Delta\sqrt{\pi}} e^{-\left(\frac{E'-E}{\Delta}\right)^2} dE'$$

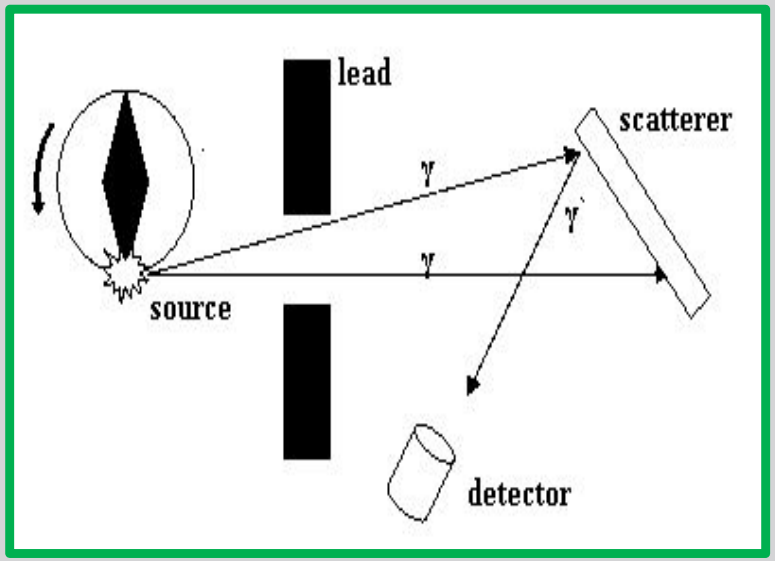
, где $\Delta = \frac{E}{c}\sqrt{\frac{2kT}{M}}$ так называемая доплеровская ширина.



Сплошная линия – без уширения, пунктир – с учетом эффекта Допплера

Доплеровское уширение

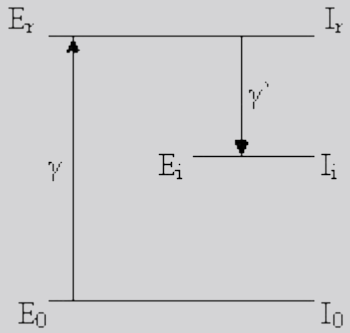




Доплеровское уширение позволяет для некоторой части ядер-источника компенсировать отдачу путем нагревания источника (обычно нагревается источник (source), а рассеиватель (absorber) поддерживается при комнатной температуре). При этом линии испускания и поглощения начинают перекрываться. Это было осуществлено Малмфорсом в 1953 при нагревании источника до 1000 градусов.

Есть другой метод компенсации отдачи ядра - метод центрифуги. Компенсация потери для - квантов с энергией < 500 кэВ в тяжелых ядрах требует скоростей в десятки тысяч см/сек. Это следует из доплеровской скорости v = E/Mc, которую нужно иметь (см. соотношение (3.1)). Эти скорости порядка скорости звука в газах и требуют быстрых механических движений, реализуемых в ультрацентрифугах.

Связь ширины гамма-перехода с волновыми функциями начального и конечного состояний



Определим экспериментально площадь под -линией, получим значение интеграла

$$\int_{\text{резонанс}} \sigma_0(E)\,dE = (\pi\lambda)^2 \cdot \frac{2I_r+1}{2I_0+1} \cdot \frac{\Gamma_0^2}{\Gamma} = (\pi\lambda)^2 \cdot \frac{2I_r+1}{2I_0+1} \cdot \Gamma_0,$$

т.к. $\Gamma=\Gamma_0$.

Таким образом вся вероятность -перехода заключается в ширине Γ_0

Матричный элемент перехода <r|V|g.s.>, где |r>, и |g.s.>-волновые функции резонансного и основного состояния, а V-оператор электромагнитного перехода. В отсутствии спинов у частиц вид операторов был следующий:

$$V^E_{JM} = -\frac{1}{c}\sum_{a=1}^{A} \frac{e_a}{m_a} \cdot \vec{A}^E_{JM} \cdot \vec{p}_a, \quad \text{или} \quad V^M_{JM} = -\frac{1}{c}\sum_{a=1}^{A} \frac{e_a}{m_a} \cdot \vec{A}^M_{JM} \cdot \vec{p}_a,$$

где - $\vec{A}^{M\text{ или }E}_{JM}$ векторный мультипольный потенциал соответствующего фотона.

$V^M_{JM} \sim \hat{\Omega}^M_{JM}$ Для Γ_0 имеет место слудующее выражение:

$$\Gamma_0 = 8\pi \sum_{J=1}^{\infty} \sum_{J=-M}^{M} \frac{(J+1)}{J[(2J+1)!!]^2} \left(\frac{E_r}{\hbar c}\right)^{2J+1} [|< r|\hat{\Omega}^E_{JM}|0>|^2 + |< r|\hat{\Omega}^M_{JM}|0>|^2],$$

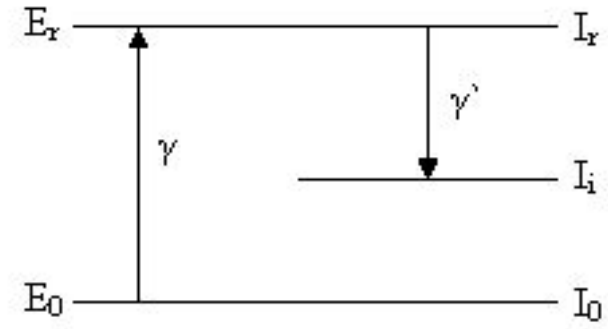
где в квадратных скобках стоят квадраты матричных элементов EJ-перехода и MJ-перехода.

Вообще говоря , $\hat{\Omega}^M_{JM}$ содержат не только орбитальную, но и спиновую части, т.е. содержат зависимости от спина частиц мишени. Если один из ядерных спинов (I_0 или I_r) равен нулю, то в выражении остается вклад только от фотона одного типа и мультипольности. Таким образом, если известна волновая функция начального состояния (а она часто известна с хорошей точностью) то мы, по - существу, получаем сведение о волновой функции конечного состояния.

Эффект Мёссбауэра

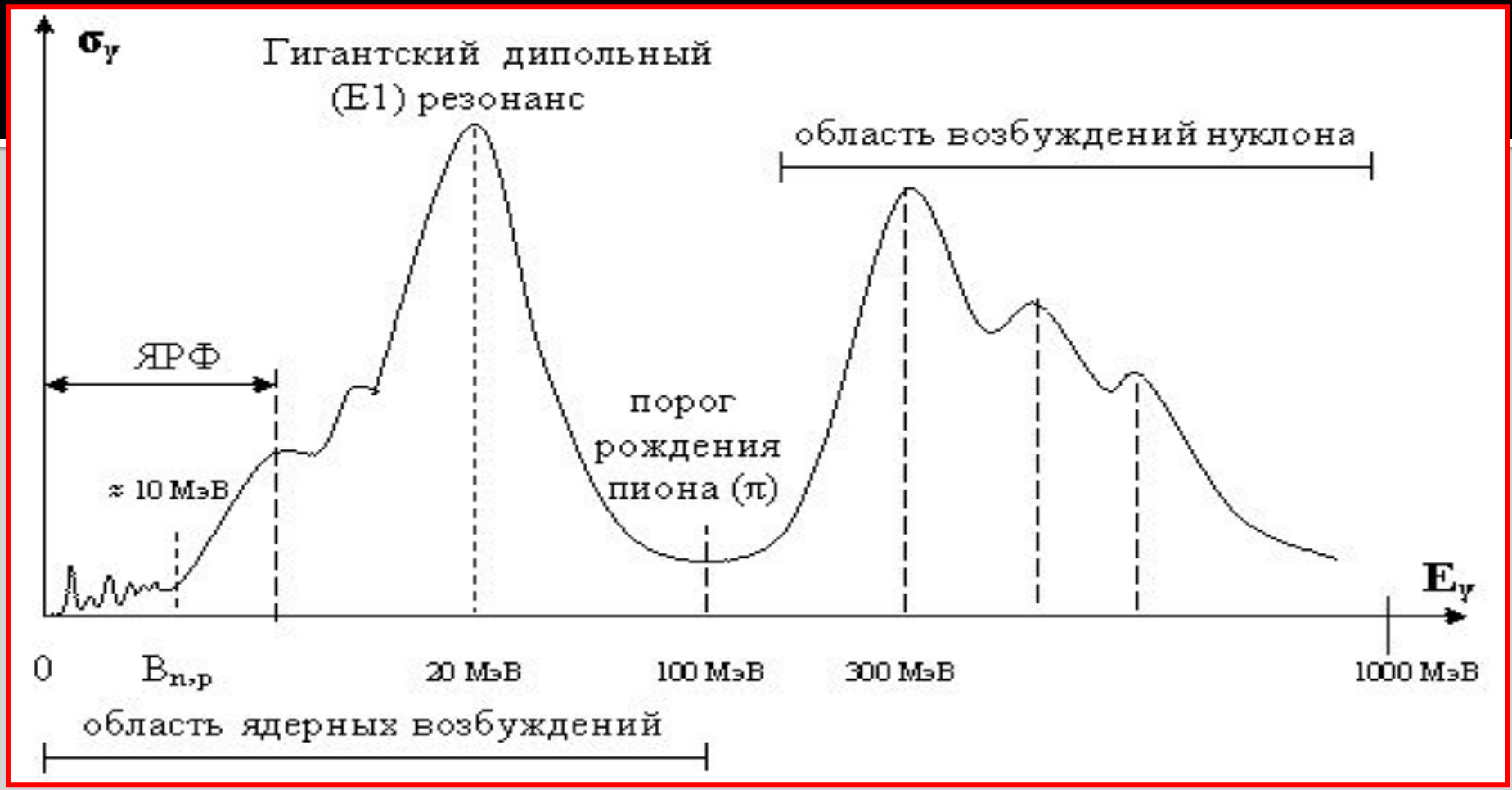
ЯРФ - процесс возбуждения ядерного состояния фотоном с энергией, соответствующей энергии возбуждения данного состояния, и последующим распадом с испусканием другого фотона ` (в том числе и в основное состояние - так наз. чистая ЯРФ).

Резонансное поглощение может иметь место только в том случае, когда энергия отдачи ядра R меньше ширины ядерного уровня.



ЯРФ - исключительно мощный метод изучения ядерной структуры. В нем поглощаемой и излучаемой частицей является фотон. Взаимодействие носит чисто электромагнитный характер, что позволяет получать модельно независимую информацию о ядерных состояниях.

Область энергий ЯРФ



Это область - ниже и в районе порога отделения нуклона из ядра, то есть там, где вероятность -распада возбужденного уровня достаточно велика. Область ЯРФ обычно не простирается выше 15 МэВ (чаще всего до 10 -12 МэВ). Эта область показана на схематическом рисунке зависимости сечения поглощения фотонов ядром от энергии для типичного ядра.

Применение эффекта Мёссбауэра

Эффект резонанса, как правило, наблюдается только в твердом теле для ядер стабильных изотопов (их насчитывается около 80), наиболее широкое применение среди которых нашли Fe^{57} и Sn^{119}. Измерения вероятности эффекта Мёссбауэра и ее зависимости от температуры позволяют получить сведения об особенностях взаимодействия атомов в твердых телах и колебаниях кристаллической решетки. *Благодаря этому мессбауровский эффект широко применяется как метод исследования твердых тел.*

Применение эффекта Мёссбауэра

С помощью него можно изучать:

Вероятность излучения и поглощения фотона

Колебательные движения частиц

твердых телах и их особенностей

ширину уровня

фотона (т.е. ширину уровня).

фазовых переходов

Мессбауэровский спектрометрия

ЯРФ не удавалось долго осуществить. для ядерных уровней в силу большой отдачи ядра (ее надо учитывать дважды - при испускании фотона и при последующем его поглощении ядром) энергия фотона оказывается недостаточной, чтобы (даже с учетом ширины уровня) вновь его возбудить. Получим формулу для оценки отдачи ядра при испускании фотона.

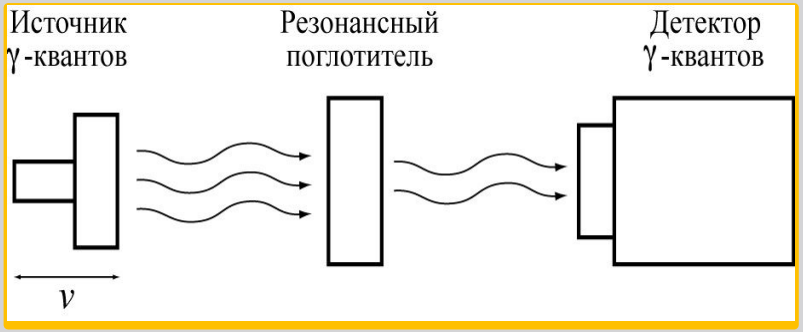
При -переходе энергия перехода E делится между -квантом и ядром отдачи (с массой Мя = M).

$$E = E_\gamma + E_я = p_\gamma c + \frac{p_я^2}{2M_я} = pc + \frac{p^2c^2}{2Mc^2} = E_\gamma\left(1 + \frac{E_\gamma}{2Mc^2}\right) \approx E_\gamma$$

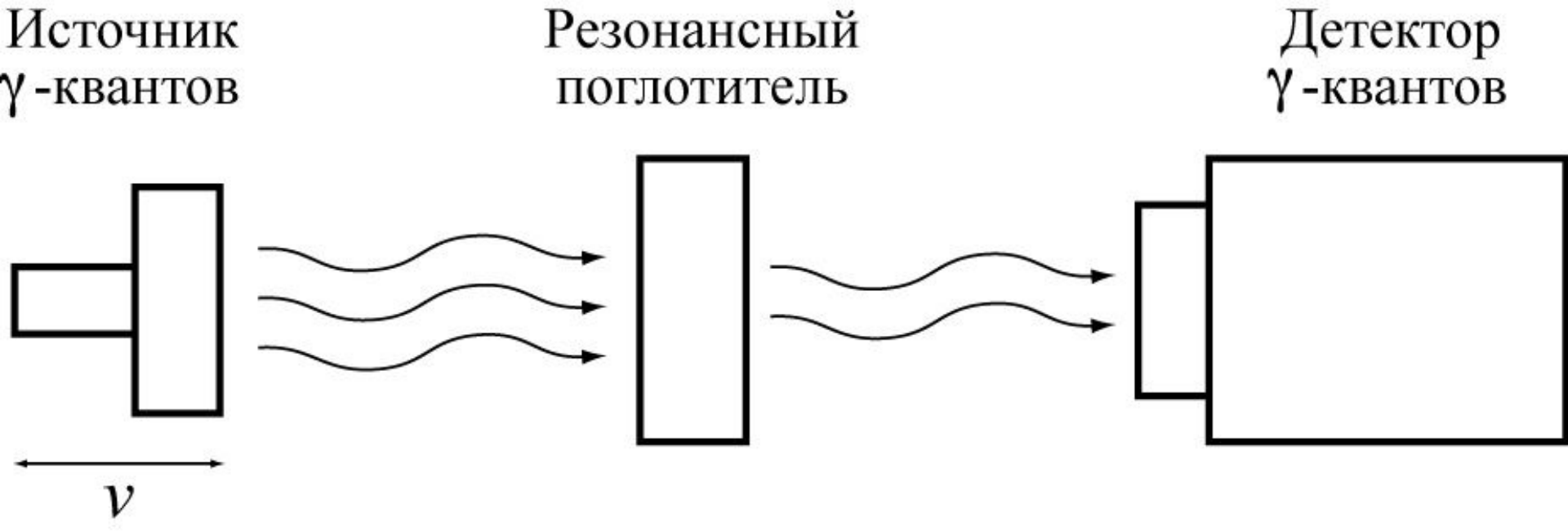
$$p_\gamma = p_я = p, \quad pc = E_\gamma$$

$$E_я = \frac{E_\gamma^2}{2Mc^2} \approx \frac{E^2}{2Mc^2}$$

Схема мёссбауэровского спектрометра:



Упрощенная схема мёссбауэровского спектрометра



Источник гамма-квантов с помощью механического или электродинамического устройства приводится в возвратно-поступательное движение со скоростью относительно поглотителя. С помощью детектора измеряется зависимость интенсивности потока -квантов, прошедшего через поглотитель, от скорости.

Мёссбауэровская спектроскопия

- Мёссбауэровская спектроскопия
  - абсорбционная
  - эмиссионная

- исследуемый материал является поглотителем гамма-квантов, и для получения мёссбауэровского спектра необходимо, чтобы содержание мёссбауэровских атомов в исследуемом образце составляло несколько процентов от общего числа атомов.
- объектом исследования являются вещества, в которые введены радиоактивные ядра, образующиеся в результате ядерных превращений и последующего распада гамма-переходов в возбужденное ядро, испускающее резонансные гамма-кванты.

Мёссбауэровская спектроскопия

- Метод мёссбауэровской спектроскопии является одним из основных методов изучения структуры железосодержащих наночастиц. Легирование железом позволяет изучать многие другие наноструктурированные материалы и некоторые процессы, происходящие на наноуровне (например, процесс выхода примесей на поверхность наночастиц, кинетику процессов образования наночастиц и т. д.

СПАСИБО ЗА ВНИМАНИЕ!