

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ
В ЯДЕРНЫХ ТЕХНОЛОГИЯХ

УДК 539.122

О ШИРИНЕ ЛИНИИ γ -ИЗЛУЧЕНИЯ ЯДЕР И СТРУКТУРЕ ФОТОНА

© 2023 г. В. В. Кольцов*

АО “Радиовый институт им. В.Г. Хлопина”, Санкт-Петербург, 194021 Россия

*E-mail: vladimir-koltsov@yandex.ru

Поступила в редакцию 04.10.2022 г.

После доработки 04.10.2022 г.

Принята к публикации 10.10.2022 г.

Проведен анализ известного сужения мессбауровской γ -линии с увеличением возраста возбужденного состояния энергии $\hbar\omega_0$ ядра-излучателя (период полураспада $T_{1/2}$) и уширения γ -линии при уменьшении времени облучения ядра-поглотителя. С учетом малого времени излучения энергии квантового перехода — много меньше $T_{1/2}$, что видно например по длительности γ -сигнала на сцинтилляторе, анализ приводит к представлению о структуре γ -кванта (фотона) как электромагнитной волне частоты ω_0 , не несущей энергию (0-волны), которая излучается ядром с момента образования возбужденного состояния и до квантового перехода, и кванта энергии $\hbar\omega_0$ в виде кратковременной особенности на “хвосте” этой 0-волны. Возможным источником 0-волн могут быть виртуальные переходы ядра из возбужденного состояния в основное и обратно до излучения кванта энергии. Детектирование 0-волн возможно по изменению ширины γ -линии при дополнительной подсветке ядра-поглотителя резонансными 0-волнами. Отмечается принципиальная возможность предсказания будущего распада возбужденного состояния путем детектирования 0-волн и перспективность использования 0-волн для передачи информации. Предлагается принцип генератора 0-волн без излучения энергии.

Ключевые слова: мессбауровская спектроскопия, спектральная ширина линии, структура фотона, волна Де Бройля, нулевые колебания поля

DOI: 10.56304/S207956292203023X

ВВЕДЕНИЕ

Вопрос о ширине линии излучения γ -квантов (фотонов) при распаде возбужденного состояния ядер или атомов (далее будем говорить только о ядрах) давно получил свое решение в рамках квантовой электродинамики (см. например [1]). Впервые этот вопрос был рассмотрен Вайскопфом и Вигнером в 1930 г. для экспоненциального по времени t распада излучающего состояния $\exp(-\alpha t)$ на основе теории возмущений нерелятивистской квантовой механики [2]. При разности энергии $\hbar\omega_0$ между стационарными состояниями вероятность излучения фотона частоты ω за время t_{age} после образования возбужденного состояния, равна [3] (вывод формулы см. например в [4])

$$P(\omega, t_{\text{age}}) \propto \frac{1 + e^{-\alpha t_{\text{age}}} - 2e^{-\alpha t_{\text{age}}/2} \cos((\omega - \omega_0) t_{\text{age}})}{(\omega - \omega_0)^2 + (\alpha/2)^2}. \quad (1)$$

Согласно этому выражению, ширина частотного распределения излученных фотонов уменьшается с увеличением возраста t_{age} излучающего состояния и с уменьшением его постоянной распада α . В классической электродинамике для осциллятора, совершающего в течение времени t_{age} экспоненциально затухающие колебания, спектральное распределение мощности излучения также имеет ширину, определяемую формулой (1) (для $t_{\text{age}} \rightarrow \infty$ см. например [5]).

Поводом для дополнительного рассмотрения сейчас вопроса о ширине γ -линии послужило недавнее обнаружение подавления ЭМ переходов малой энергии в ядрах внутри металлов [6]. Было показано, что причиной этого эффекта является подавление в металле резонансных переходу нулевых колебаний ЭМ поля, которые стимулируют спонтанные ЭМ переходы. Поскольку естественная ширина γ -линии излучения тем меньше, чем меньше скорость распада возбужденного состояния, то можно ожидать, что ширина γ -линии для ядер-излучателей в металле должна уменьшаться вместе со скоростью их распада. Этот вопрос анализируется в настоящей работе.

1. УМЕНЬШЕНИЕ ШИРИНЫ γ -ЛИНИИ
С ВОЗРАСТОМ ВОЗБУЖДЕННОГО
СОСТОЯНИЯ

Формулу (1) можно экспериментально проверить, используя эффект Мессбауэра. Еще в самых

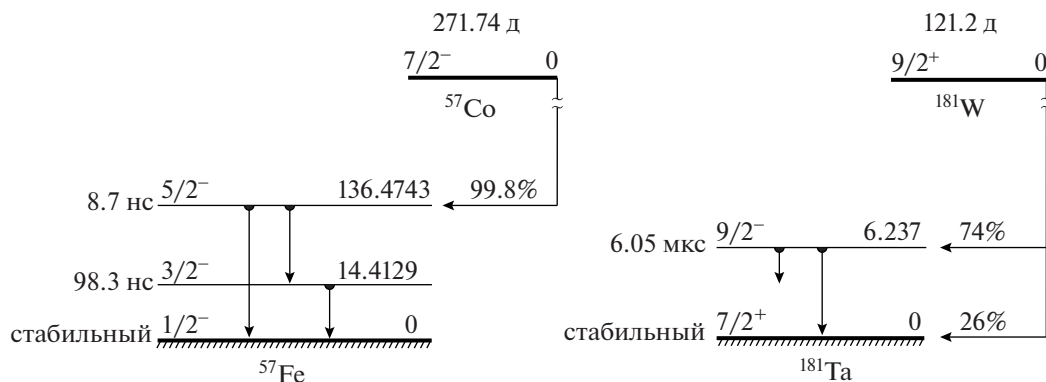


Рис. 1. Схемы получения и распада изомеров ^{57m}Fe и ^{181m}Ta [10].

ранних мессбауэровских экспериментах с изомером ^{57m}Fe (рис. 1) наблюдалось сужение γ -линии 14 кэВ с увеличением возраста возбужденного уровня, очень похожее на сужение, соответствующее формуле (1) [3, 7, 8]. В монографии [9] приведен обзор результатов этих экспериментов. Возраст излучающих уровней определялся методом задержанных совпадений, старт задавался регистрацией γ -квантов 123 кэВ, сопутствующих заселению уровня с энергией возбуждения 14 кэВ в ядрах ^{57m}Fe при их образовании после электронного захвата ядром ^{57}Co , стоп задавался моментом регистрации квантов 14 кэВ. В более поздней работе [11] было показано, что для источника излучения ^{57}Co в металлической меди при увеличении возраста возбужденного уровня от 4 нс до 200 нс ширина γ -линии уменьшается в три раза и этот эффект не связан с изменением зарядового состояния атомов ^{57}Fe , поскольку в меди перестройка электронной оболочки атомов с дочерним ядром ^{57}Fe после электронного захвата ^{57}Co происходит быстрее чем за 4 нс.

Представляет интерес получение формулы (1) по теории возмущений квантовой электродинамики, когда гамильтониан системы частиц и ЭМ полей разделяется на гамильтониан свободного ЭМ поля, на гамильтониан не взаимодействующих с полем ЭМ излучения частиц и на оператор энергии взаимодействия между ними [1]. Частицы могут быть как свободными, так и связанными внешним полем, временная зависимость их волновых функций дается экспонентой e^{iEt} , где E — энергия частиц. Входящий множителем в оператор взаимодействия потенциал свободного ЭМ поля в представлении суперпозиции плоских волн в пространственной точке $\mathbf{r}$ в момент времени t имеет вид

$$A_{\mu}(\mathbf{r}, t) = \frac{c\sqrt{\hbar}}{(2\pi)^3} \int d\mathbf{k} \frac{1}{\sqrt{2\omega}} \left[a_{\mathbf{k},\mu}^+ e^{-i(\mathbf{k}\mathbf{r} - \omega t)} + a_{\mathbf{k},\mu} e^{i(\mathbf{k}\mathbf{r} - \omega t)} \right] e_{\mu}. \quad (2)$$

Здесь $\omega = c|\mathbf{k}|$, e_{μ} — 4-х мерный вектор поляризации поля, $a_{\mathbf{k},\mu}^+$ и $a_{\mathbf{k},\mu}$ — операторы рождения и уничтожения фотонов с волновым вектором $\mathbf{k}$, объем пространства, в котором рассматривается ЭМ поле, принят равным единице, c — скорость света, $\hbar$ — постоянная Планка, деленная на 2π . Матричный элемент для спонтанного излучения фотона в течение времени t_{age} после образования возбужденного состояния получается в первом порядке теории возмущений из решения уравнения для оператора эволюции системы и в длинноволновом приближении, когда длина волны фотона много больше размеров размеров излучающей системы, имеет следующий вид

$$S(t_{\text{age}}) = M(E_1, E_2) \int_0^{\infty} d\omega \int_0^{t_{\text{age}}} dt_1 e^{iE_2 t_1 / \hbar - \alpha t_1 / 2} e^{i\omega t_1} e^{-iE_1 t_1 / \hbar}. \quad (3)$$

Здесь E_1 и E_2 — энергии начального и конечного стационарных состояний ядра, $E_1 - E_2 = \hbar\omega_0$, $M(E_1, E_2)$ содержит константы и пространственную часть матричного элемента, не зависящие ни от частоты излучения ω , ни от времени. Вероятность излучения фотона за время t_{age} дается квадратом модуля матричного элемента (3), зависимость вероятности от времени получается в точности такой же, как и в формуле (1). Интенсивность $I(\omega, t_{\text{age}})$ излучения фотона частоты ω в момент времени t_{age} дается производной по времени от вероятности излучения из формулы (1) и пропорциональна следующему выражению

$$I(\omega, t_{\text{age}}) \propto e^{-\alpha t_{\text{age}} / 2} \frac{-\alpha e^{-\alpha t_{\text{age}} / 2} + \alpha \cos(\omega - \omega_0) t_{\text{age}} + 2(\omega - \omega_0) \sin(\omega - \omega_0) t_{\text{age}}}{(\omega - \omega_0)^2 + (\alpha/2)^2}. \quad (4)$$

При малой константе распада $\alpha \rightarrow 0$ и при $t \ll T_{1/2}$ ширина $\Delta\omega$ спектрального распределения $I(\omega, t_{\text{age}})$ определяется только возрастом излучающего состояния $\Delta\omega = 1/t_{\text{age}}$, и можно получить выражение для $I(\omega, t_{\text{age}})$, которое дает ту же спектральную ширину, но из которого явно видна зависимость между шириной $\Delta\omega$ и возрастом t_{age}

$$I(\omega, t_{\text{age}}) \propto \frac{\sin(\omega - \omega_0)t_{\text{age}}}{(\omega - \omega_0)} \approx \frac{1/t_{\text{age}}}{1/t_{\text{age}}^2 + (\omega - \omega_0)^2} \approx \underbrace{\pi\delta(\omega - \omega_0)}_{\text{при } t_{\text{age}} \rightarrow \infty} \quad (5)$$

Формула (3) для матричного элемента излучения получена по теории возмущений, когда оператор ЭМ взаимодействия определяется свободным ЭМ полем, состоящим из фотонов и из нулевых колебаний ЭМ поля (НКП). Энергия фотона и НКП частоты ω равны $\hbar\omega$ и $1/2 \hbar\omega$ соответственно. Если рассматривать только спонтанные переходы, не индуцированные фотонами, то получается, что НКП стимулируют спонтанное излучение фотона системой заряженных частиц. Первоначально эта идея была сформулирована Вайскопфом и Вигнером в работе [2], см. также [12]. С этой точки зрения формулу (3) можно рассматривать как матричный элемент перехода при облучении возбужденного ядра нулевыми колебаниями ЭМ поля в течение времени t_{age} .

2. УШИРЕНИЕ γ -ЛИНИИ С УМЕНЬШЕНИЕМ ВРЕМЕНИ ОБЛУЧЕНИЯ ЯДЕР-ПОГЛОТИТЕЛЕЙ

Сужение γ -линии с увеличением возраста излучающего уровня можно было бы связать только с уменьшением его ширины. Но такую трактовку не позволяет результат эксперимента Войтовецкого и др. [13] с изомером ^{181m}Ta , период полураспада $T_{1/2} = 6.05$ мкс (рис. 1). В эксперименте Войтовецкова наблюдали уширение γ -линии 6.2 кэВ вследствие только затенения поглотителя от источника металлического затвором на основе механического прерывателя, открывавшим их взаимную видимость на время $t_{\text{irrad}} \approx 1.0$ мкс без привязки к моменту образования изомера ^{181m}Ta . При этом спектральная ширина линии поглощения возрастала от значения $\Delta\omega \approx 1/T_{1/2}$ до значения $\Delta\omega \approx 1/t_{\text{irrad}}$. Из эксперимента Войтовецкого получается, что ширина γ -линии определяется не только излучателем.

В квантовой электродинамике поглощение фотона описывается тем же матричным элементом (3), что и излучение фотона, но теперь в эту формулу вместо возраста излучающего уровня t_{age} надо ставить время облучения ядра в основном состоянии t_{irrad} . Если считать, что ядро облучается

фотонами, которые в области резонанса имеют гладкий спектр, то проводя вычисления, аналогичные проведенным для определения ширины линии излучения, получаем для вероятности и интенсивности поглощения фотонов снова формулы (1), (4) с заменой возраста t_{age} на время облучения t_{irrad} . При малых экспозициях облучения $t_{\text{irrad}} \ll T_{1/2}$ для интенсивности поглощения $I(\omega, t_{\text{irrad}})$ получаем аналог формулы (5)

$$I(\omega, t_{\text{irrad}}) \propto \frac{1/t_{\text{irrad}}}{1/t_{\text{irrad}}^2 + (\omega - \omega_0)^2} \quad (6)$$

Следующее отсюда выражение для ширины линии поглощения $\Delta\omega \approx 1/t_{\text{irrad}}$ соответствует результату эксперимента Войтовецкого [13], в котором время облучения ядер-поглотителей менее 1 мкс было намного меньше периода полураспада мессбауэровского состояния $T_{1/2} = 6$ мкс.

Уширение спектральной линии в эксперименте Войтовецкого [13] напоминает ударное уширение спектральных линий атомов в плазме за счет укорачивания длины когерентного пути волн их излучения (см. например [5]). Однако между этими явлениями есть принципиальное различие. При ударном уширении линии излучатель меняет свое состояние, а в эксперименте Войтовецкого ни излучатель, ни поглотитель своего состояния не меняют, уширение линии поглощения вызвано только укорачиванием волнового пути.

3. О СТРУКТУРЕ ФОТОНА

Выше было показано, что ширина спектрального распределения излучения, измеряемая в мессбауэровских экспериментах, зависит не только от периода полураспада $T_{1/2}$ и возраста излучающего уровня t_{age} , но зависит и от времени t_{irrad} , которое ядро-поглотитель видит излучатель перед излучением кванта энергии. То есть ядро-поглотитель “чувствует” ядро-излучатель до излучения кванта энергии. Поскольку энергия γ -перехода излучается за короткое время $t_{\text{tr}} < T_{1/2}$ — это видно например по наносекундной длительности γ -сигнала в сцинтилляторе, то для объяснения этой зависимости приходится принять следующую схему излучения фотона. Сразу после образования возбужденного состояния ядро начинает излучать “пустую” ЭМ 0-волну, которая не переносит энергию — сокращенно -волну. Длительность t_{age} этой 0-волны вместе с постоянной распада излучающего уровня определяет спектральную ширину излучения согласно формуле (1). Квант энергии $\hbar\omega$ излучается в конце 0-волны и представляет из себя некую кратковременную особенность. Ядро-поглотитель облучается 0-волной и спектральное распределение резонансно поглощенных фотонов зависит от длительности этого облучения ядра-поглотителя. С использо-

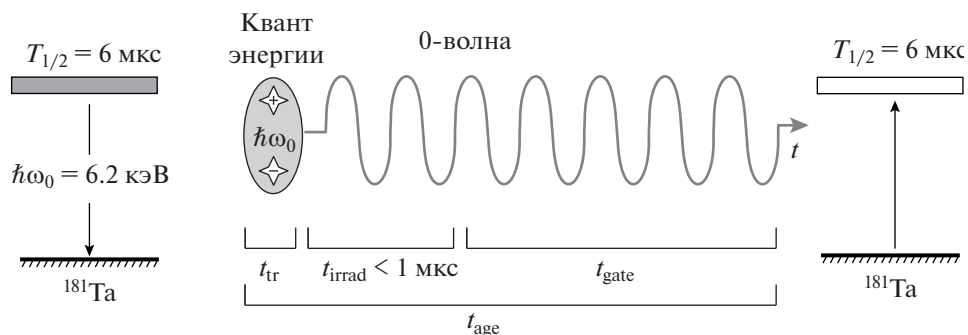


Рис. 2. Схема излучения и поглощения фотона в эксперименте Войтовецкого [13]. После заселения изомерного уровня $T_{1/2} = 6$ мкс ядро ^{181m}Ta начинает излучать 0-волну частоты ω_0 в течение всего времени жизни изомера t_{age} . Ядро-поглотитель ^{181}Ta может видеть только часть цуга 0-волны длительностью $t_{\text{irrad}} < 1$ мкс, прошедшую через затвор. Начальная часть цуга 0-волны длительностью t_{gate} отсекается затвором и ядро-поглотитель ее не видит. Излучение кванта энергии происходит за короткое время перехода t_{tr} .

ванием этой гипотезы о структуре фотона процесс излучения и поглощения фотонов в эксперименте Войтовецкого [13] можно представить по схеме рис. 2.

4. ОБСУЖДЕНИЕ ПРЕДЛОЖЕННОЙ СТРУКТУРЫ ФОТОНА

Согласно предложенной структуре фотона цуг 0-волн испускается все время после образования возбужденного состояния. По совокупности экспериментальных данных можно предполагать, что 0-волны распространяются со скоростью света. Тогда например для излучения ^{107m}Ag , мессбауровского изомера с наибольшим периодом полураспада $T_{1/2} = 44$ с, длина цуга около 10^6 км, если раньше не встретится поглотитель, то есть в этом случае фотон имеет размер около 10^6 км. Представление о пространственной протяженности фотонов в виде цуга волн, длина которого равна скорости света, умноженной на время когерентности, обратно пропорциональной спектральной ширине линии излучения, давно известно (см. например [14]). Применительно к γ -квантам этот вопрос обсуждал в работе [15] исходя из того, что интерференционная картина для γ -квантов формируется за счет взаимодействия γ -кванта с самим собой, а резкость Брегговского отражения зависит от площади отражателя, то есть γ -квант имеет размер по крайней мере сравнимый с размером отражателя.

Интересно совместить предлагаемое представление о структуре фотона с представлением о стимуляции спонтанного излучения нулевыми колебаниями ЭМ поля (НКП). Можно предположить, что аналогично фотонам НКП также состоят из 0-волн, на “хвостах” которых находится квант энергии $1/2\hbar\omega$. Тогда в течение времени жизни

возбужденного состояния t_{age} , входящего в выражение для матричного элемента (3), возбужденное ядро облучается 0-волной НКП без кванта энергии, потом приходит квант энергии НКП, который и стимулирует излучение фотона. Представление о том, что стимуляция излучения происходит при попадании на излучающую систему именно кванта энергии, а не 0-волны, соответствует когерентности стимулированного излучения, например наличию интерференционной картины для лазерного излучения. С такой точки зрения рассмотренное выше сужение линии излучения и сужение линии поглощения в мессбауровских экспериментах имеют одну и ту же причину — увеличение времени облучения системы ЭМ излучением перед квантовым переходом. Поскольку для НКП различных мод фазы совершенно не коррелированы, то воздействие этих стимулирующих переход квантов энергии на систему по времени совершенно случайно, отсюда следует статистика Пуассона для спонтанного распада возбужденных состояний.

Возникает вопрос о природе 0-волн. С одной стороны, в смысле отражения и интерференции свойства 0-волн видимо такие же, как и у известных ЭМ волн. Например, эти волны не пропускаются затвором в эксперименте Войтовецкого [13]. То есть 0-волны — это настоящие, материальные волны. Но эти волны не имеют энергии, как это обычно понимается для ЭМ волн. Возможный источник 0-волны — это виртуальные переходы с возбужденного уровня в основное состояние ядра и обратно перед излучением кванта энергии. С помощью такого предположения удалось бы понять, частота ω_0 какого процесса фигурирует в формуле для энергии перехода между стационарными состояниями $E_1 - E_2 = \hbar\omega_0$. Согласно квантовой механике, флуктуация энергии на величии

ну $E_1 - E_2$ при виртуальных переходах возможна на время $\Delta T \sim \hbar / (E_1 - E_2)$. Соответственно этому, частота виртуальных переходов

$$\omega = \frac{2\pi}{\Delta T} \sim \frac{E_2 - E_1}{\hbar} = \omega_0 \quad (7)$$

и эти виртуальные переходы должны порождать ЭМ излучение частоты ω_0 , но энергию не излучают. Конечно, это представление о источнике 0-волн требует дальнейшей проработки.

Было бы интересно найти способ детектирования 0-волн и более подробно экспериментально исследовать их свойства. Например, прояснить влияние 0-волн на ядра-поглотители, в частности по схеме эксперимента Войтовецкого [13] провести поиск модуляции ширины мессбауровской γ -линии при дополнительной подсветке поглотителя резонансными 0-волнами. Возможно, 0-волнам найдется применение на практике. Например, детектируя 0-волну, в принципе можно обнаружить возбужденный объект и предсказать его будущий распад. Также интересно рассмотреть возможность передачи информации с использованием 0-волн. Генератор 0-волн может быть построен без излучения энергии. После образования возбужденного состояния 0-волна начнет излучаться, но сам квант энергии может и не излучиться, если возбужденное состояние распадется по какому-то другому каналу. Тогда 0-волна будет существовать сама по себе, без кванта энергии. Например, если во внешнем электрическом поле провести штарковское расщепление уровней энергии ядер или атомов на величину, сравнимую с температурой окружающей среды, то с какой-то вероятностью верхний из расщепленных уровней также окажется заселенным и начнется излучение 0-волн, соответствующее переходу системы с верхнего уровня в основное состояние. Если, не дожидаясь этого перехода, электрическое поле снять, то система вернется в исходное невозбужденное состояние и излучение кванта энергии не произойдет, но 0-волны уже были излучены.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенный анализ результатов экспериментов с мессбауровскими ядрами показывает, что ширина γ -линии уменьшается с увеличением периода полураспада возбужденного состояния ядер, с увеличением возраста возбужденного состояния ядер-излучателей и увеличением времени облучения ядер-поглотителей. Таким образом, послуживший поводом для проведенного рассмотрения вопрос о ширине линии излучения при ЭМ переходах малой энергии ядер в металле, где их период полураспада увеличивается, решается так, что ширина γ -линии излучения уменьшается, но этот эффект может быть завуалирован

при временных ограничениях на детектирование γ -квантов.

Экспериментально наблюдаемая зависимость ширины γ -линии от времени облучения ядра-поглотителя приводит к представлению о структуре фотона, состоящей из 0-волны, излучаемой возбужденным ядром с момента его образования и не переносящей энергию, и кванта энергии, как некой кратковременной особенности “на хвосте” 0-волны. 0-волна напоминает волну-пилот, введенную Де-Бройлем для объяснения корпускулярно-волнового дуализма электронов [16] (о современном статусе теории волны-пилота см. например [17]). Предложенная структура фотона тоже позволяет объяснить корпускулярно-волновой дуализм фотона — за волновые свойства фотона отвечает 0-волна, особенность “на хвосте” 0-волны в виде кванта энергии распространяется вместе с 0-волной и отвечает за корпускулярные свойства фотона. При таком описании структуры фотона остается много нерешенных вопросов. В частности, непонятна структура кванта энергии “на хвосте” 0-волны, неясен механизм, по которому 0-волна может сужать линию поглощения γ -квантов.

БЛАГОДАРНОСТИ

Автор глубоко признателен доктору А.В. Давыдову и его коллегам из Института экспериментальной и теоретической физики им. А.И. Алиханова (Москва) за интересные обсуждения непонятных вопросов о структуре фотона, которые состоялись в 2001 г. после проведенного там автором семинара о стимуляции спонтанных ядерных ЭМ переходов нулевыми колебаниями ЭМ поля. Автор также благодарит доктора И.Е. Алексеева из Радиового института за консультации по мессбауровским экспериментам.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ/REFERENCES

1. *Berestetskii V.B., Lifshitz E.M., Pitaevskii L.P.* Quantum Electrodynamics. 2012. Oxford: Butterworth-Heinemann.
2. *Weisskopf V., Wigner E.* // *Z. Phys.* 1930. V. 63. P. 54.
3. *Wu G.S., Lee Y.K., Benczer-Koller N., et al.* // *Phys. Rev. Lett.* 1960. V. 5 (9). P. 432.
4. *Davydov A.S.* Quantum Mechanics: International Series in Natural Philosophy. 1965. New York: Pergamon.
5. *Griem H.R.* Plasma spectroscopy. 1963. New York: Macgraw-Hill.
6. *Koltsov V.V.* // *Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys.* 2019. V. 83. P. 1144.
7. *Holland R.E., Linch F.J., Perlow C.J., et al.* // *Phys. Rev. Lett.* 1960. V. 4 (4). P. 181.
8. *Linch F.J., Holland R.E., Hamermesh M.* // *Phys. Rev.* 1960. V. 120 (2). P. 513.
9. *Wertheim G.K.* Messbauer Effect. Principles and Applications. 1964. New York: Academic.

10. www.nndc.bnl.gov. Brookhaven National Laboratory, National Nuclear Data Center. Databases “Structure and Decay” and “NuDat 3.0”.
11. *Triftshauser W., Craig P.P.* // Phys. Rev. Lett. 1966. V. 16 (25). P. 1161.
12. *Байцконф В.Ф.* // Успехи физических наук. 1982. Т. 138 (11). С. 455.
13. *Voitovetsky V.K., Korsunsky I.L., Pazhin Yu.F., et al.* // Yad. Fiz. 1983. V. 38. P. 662.
14. *Mandel L., Wolf E.* Optical Coherence and Quantum Optics. 1995. New York: Cambridge Univ. Press.
15. *Davydov A.V.* Advances in Gamma Ray Resonant Scattering and Absorption. 2016. Cham: Springer Int. Publ.
16. *De Broglie L.* Non-Linear Wave Mechanics (A Casual Interpretation). 1960. New York: Elsevier Publ. Co.
17. *Vaidman L.* // Found. Phys. 2005. V. 35. P. 299.

On the Width of γ -Line and the Photon Structure

V. V. Koltsov*

JSC “Khlopin Radium Institute”, Sankt-Petersburg, 194021 Russia

*e-mail: vladimir-koltsov@yandex.ru

Received October 4, 2022; revised October 4, 2022; accepted October 10, 2022

Abstract—The well-known narrowing of the Mössbauer γ -line with increasing age of the excited energy state $\hbar\omega_0$ of the emitter nucleus (the half-life is $T_{1/2}$) and broadening of the γ -line with decreasing irradiation time of the absorber nucleus are analyzed. Taking into account the short time of emission of quantum transition energy - much less than $T_{1/2}$, which can be seen, for example, from the duration of the γ -signal on the scintillator, the analysis leads to the idea of the structure of the γ -quantum (photon) as an electromagnetic wave of frequency ω_0 that does not carry energy (0-wave), which is emitted by the nucleus from the moment of formation of the excited state to the quantum transition, with the energy quantum $\hbar\omega_0$ in the form of a short-term feature on the “tail” of this 0-wave. A possible source of 0-waves can be virtual transitions of the nucleus from the excited state to the ground state and back before the emission of an energy quantum. Detection of 0-waves is possible due to changing the width of the γ -line with additional irradiation of the absorber nuclei by resonant 0-waves. The possibility of predicting the future decay of an excited state by 0-waves detecting and the prospects of using 0-waves for information transmission are noted. The principle of a 0-wave generator without energy radiation is proposed.

Keywords: Mössbauer spectroscopy, spectral linewidth, photon structure, de Broglie pilot wave, zero-point electromagnetic oscillations