

Источники γ -квантов

Д. А. Радева

1. Введение

Гамма-кванты, у которых энергия лежит в пределах от нескольких кэВ до нескольких МэВ, рождаются и поглощаются в ряде различных процессов. В переходах возбужденных ядер в состояния с меньшей энергией излучаются γ -кванты. При этом атомные ядра могут оказаться в возбужденных состояниях как в результате ядерных реакций, так и при радиоактивных распадах: α - и β -распадах. На данном принципе построены γ -источники, которые представляют собой α - и β -излучатели, распадающиеся на различные возбуждённые состояния. Кванты от таких источников имеют строго определённые энергии (и являются монохроматическими γ -квантами).

Например, при β^- -распаде радиоактивного изотопа ^{60}Co с образованием ^{60}Ni наблюдаются γ -кванты с энергиями 1.33 и 1.18 МэВ. Распад радиоактивного ядра ^{60}Co , в частности, показан на рис. 1.

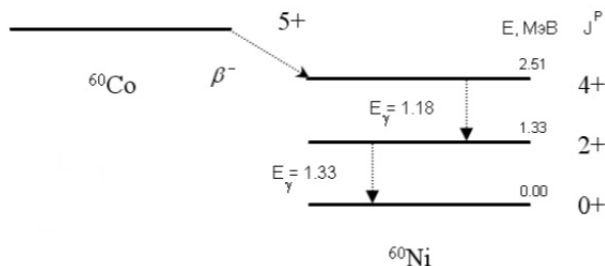
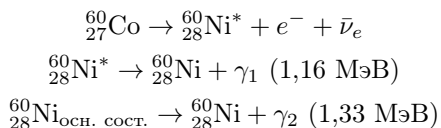


Рис. 1. Распад радиоактивного изотопа ^{60}Co .



Еще одним источником γ -квантов может служить тормозное излучение электронов. При этом излучаются γ -кванты различных энергий вплоть до граничной энергии, которая и генерирует излучение частицы.

При прохождении γ -излучения через вещество, в результате взаимодействия гамма-квантов с атомами и ядрами вещества, происходит ослабление интенсивности их пучка. Для γ -квантов с энергией примерно до 10 МэВ основными факторами ослабления пучков является взаимодействие с электронами атомов. Источниками гамма-излучения также служат космические лучи.

К числу основных механизмов взаимодействия γ -квантов с веществом относятся:

- *фотоэффект*, при котором из атома выбивается электрон, а γ -квант поглощается;
- *эффект Комптона* — рассеяние γ -квантов на свободном электроне, под «свободным» подразумевается электрон, энергия связи которого много меньше энергии первичного γ -кванта. При эффекте Комптона в конечном состоянии наблюдается электрон и вторичный фотон с более низкой энергией;
- *эффект образования пар* — наблюдается при энергии фотонов выше 1 МэВ (более точно — 1.022 МэВ, т. е. 2 массы покоя электрона).

Взаимодействие фотонов с ядром при данных энергиях пренебрежимо мало из-за низкой вероятности этого процесса.

Для получения основных характеристик вылетающих γ -квантов необходимо прежде всего измерение их энергетического спектра.

2. Источники γ -квантов

2.1. Изотопные источники γ -квантов

Наиболее часто радиоактивными источниками гамма-квантов служат бета-активные изотопы.

Например, ядро ${}^{22}\text{Na}$ испытывает β^+ -распад (рис. 2). В случае ${}^{60}\text{Co}$ распад происходит в основном на возбужденное состояние 4^+ дочернего ядра ${}^{60}\text{Ni}$ посредством разрешенного гамов-теллеровского перехода. Это возбужденное состояние дочернего ядра переходит в основное состояние посредством каскада $E2$ -переходов с энергиями гамма-квантов 1173

и 1333 кэВ соответственно. Также, как и в случае ^{60}Co , распад происходит в основном на возбужденное состояние дочернего ядра. ^{22}Na является источником γ -квантов с энергией 1275 и 511 кэВ. Последние образуются в результате аннигиляции позитронов.

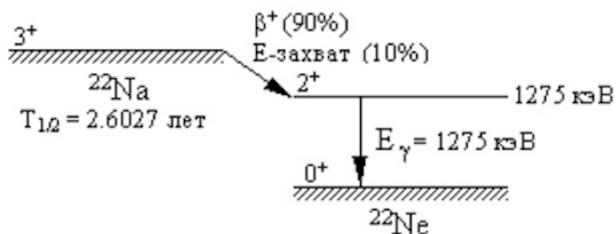
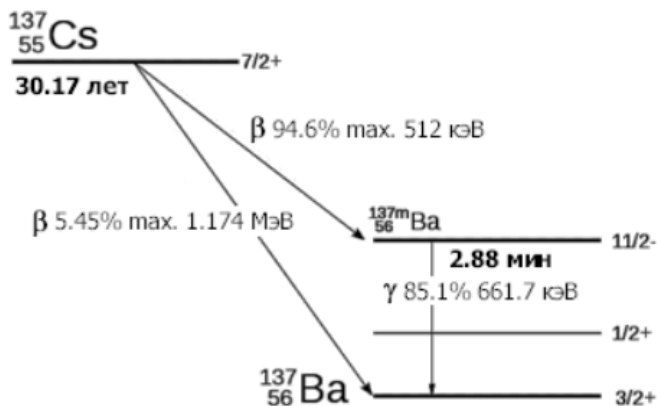


Рис. 2. Упрощенная схема распада ^{22}Na . Показаны только наиболее интенсивные переходы.

Из радиоизотопов цезия наибольшее значение имеет ^{137}Cs , характеризующийся большим выходом в реакциях деления и сроками жизни ($T_{1/2} = 30.2$ года) и токсичностью.



Упрощенная схема распада цезия-137. При распаде цезия-137 образуются электроны с энергиями до 1.17 МэВ и гамма-кванты, в основном с энергией 662 кэВ.

Рис. 3. ^{137}Cs

Собственные ширины γ -линий на много порядков меньше, чем энер-

гии γ -квантов, именно поэтому радиоактивные источники можно считать монохроматическими.

2.2. Гамма-кванты из ядерных реакций

В свою очередь, монохроматические γ -кванты уже более высокой энергии можно получить, используя ядерные реакции, которые приводят к сильному возбуждению конечного ядра. В случае, когда ядро сильно возбуждено, то вероятность его распада Γ вычисляется следующим образом:

$$\Gamma = \Gamma_\gamma + \Gamma_X, \quad (1)$$

где Γ_X — вероятность испускания ядром нуклонов и более сложных частиц, а Γ_γ — вероятность излучения γ -кванта.

В тех случаях, когда энергия возбуждения ядра меньше, чем энергия связи нуклона, вероятности равны соответственно: $\Gamma_X = 0$ и $\Gamma_\gamma = 0$. Вероятность излучения γ -кванта Γ_γ также велика при возбуждениях ядер, вызванных захватом медленных нейтронов. В этом случае $\Gamma = \Gamma_n + \Gamma_\gamma$, где Γ_n — вероятность обратного испускания нейтрона, причем для многих ядер $\Gamma_\gamma > \Gamma_n$. Испускание γ -квантов при захвате медленных нейтронов называется радиационным захватом или реакцией (n, γ) .

Если энергия нейтронов уменьшается, то сечение упругого рассеяния (n, n) практически не меняется и остается примерно постоянным на уровне нескольких барн, а вот сечение (n, γ) , напротив, растет обратно пропорционально скорости по закону $1/v$, где v — скорость налетающего нейтрона. Поэтому для очень медленных нейтронов возрастает не только абсолютная, но и относительная роль реакций радиационного захвата. Стоит отметить, что радиационный захват идет на всех ядрах.

При радиационном захвате медленных нейтронов, как правило, образуются γ -кванты с энергиями от 4 до 11 МэВ (что соответствует энергии связи нейтронов в различных ядрах). Энергетический спектр γ -квантов такого источника при этом содержит одну или несколько линий.

Создание достаточно интенсивных источников γ -квантов с помощью радиационного захвата нейтронов возможно при использовании мощных ядерных реакторов. Современные ядерные реакторы дают возможность получать интенсивности γ -квантов радиационного захвата до 10^8 квант/с. Однако неизбежным недостатком γ -источников такого типа является большой нейтронный фон.

Если энергия возбуждения ядра значительно превосходит энергию связи нуклона, то, как правило, возбуждение будет сниматься испуска-

нием протонов, нейтронов или более сложных частиц. Однако и здесь возможны особые случаи, когда $\Gamma_X \approx 0$ и $\Gamma_\gamma \approx 0$.

Примером служит состояние 1^+ в ядре ${}^8\text{Be}$, имеющее энергию возбуждения 17.64 МэВ. Оно лежит ниже порога испускания нейтрона (18.9 МэВ), при этом обычный распад ядра ${}^8\text{Be}$, идущий по схеме ${}^8\text{Be} \rightarrow 2\alpha$, запрещен, по причине того, что система двух α -частиц может находиться лишь в состояниях 0^+ , 2^+ , 4^+ и т. д. А значит, рассматриваемое состояние в ${}^8\text{Be}$ снимается с излучением γ -кванта. В спектре γ -квантов содержатся две линии: при переходе в основное состояние 0^+ испускаются γ -кванты с энергией 17.64 МэВ (узкая линия), а при переходе на первое возбужденное состояние 2^+ — γ -кванты с энергией 14.74 МэВ (широкая линия). При этом интенсивность первой линии примерно в два раза превосходит интенсивность второй.

Для возбуждения состояния ядра ${}^8\text{Be}$ с энергией 17.64 МэВ используется захват ядром ${}^7\text{Li}$ протонов с $E_p = 440$ кэВ:

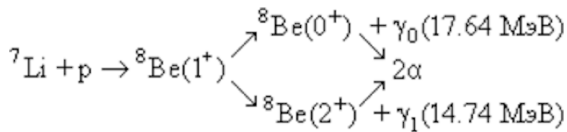


Рис. 4. ${}^8\text{Be}$

За счет уменьшения толщины используемой литиевой мишени ширина γ -линии (17.64 МэВ) может быть доведена примерно до 12 кэВ.

Изменяя энергию протонов E_p , можно плавно изменять и энергию γ -квантов, поскольку эти величины связаны следующими соотношениями:

$$E(\gamma_0) = (17.25 + 7/8E_p) \text{ MeV}, \quad (2)$$

$$E(\gamma_1) = (14.35 + 7/8E_p) \text{ MeV}. \quad (3)$$

Но возможности изменения этой энергии не безграничны, а сильно ограничены, поскольку увеличение энергии протонов приводит к быстрому уменьшению интенсивности γ -излучения. Уже при $E_p = 800\text{--}900$ кэВ интенсивность γ -квантов уменьшается примерно в 20 раз. В добавок начинает доминировать γ -линия с меньшей энергией.

Еще одним источником может служить реакция ${}^{19}\text{F}(p, \alpha\gamma){}^{16}\text{O}$, в которой генерируются уже три γ -линии с энергиями 6.14, 6.92 и 7.12 МэВ. Они возникают при распаде возбужденных состояний ядра ${}^{16}\text{O}$. Их относительные интенсивности можно менять, изменяя энергии протонов.

Уже при энергии $E_p = 2.05$ МэВ 80% γ -квантов испускается с энергией 7.12 МэВ. При этом ширина γ -линии 130 кэВ.

Реакция радиационного захвата протонов легкими ядрами наиболее удобна для создания γ -источников такого типа. Одним из оснований этого служит то, что энергии связи протонов в легких ядрах достаточно большие, а это позволяет генерировать монохроматические γ -кванты больших энергий. Отсюда в реакции ${}^3\text{H}(p, \gamma){}^4\text{He}$ (в которой энергия связи протона в ${}^4\text{He} - 19.81$ МэВ) можно получить γ -кванты с энергией уже более 20 МэВ. При этом энергетическая ширина γ -пучка в этой реакции может достигать до 40 кэВ. Плавное увеличение энергии протонов является причиной того, что и энергия γ -квантов плавно увеличивается. Верхняя граница энергии протонного пучка определяется из выхода нейтронов в конкурирующей реакции ${}^3\text{H}(p, n)$, начинающейся при $E_p = 1.02$ МэВ.

Невозможно получить удобный для экспериментов пучок монохроматических γ -квантов с энергиями существенно большими 20 МэВ в реакции (p, γ) , так же как и в других ядерных реакциях. Это получается из-за того, что даже легкие ядра, захватывая протоны с энергией $E_p > 1$ МэВ, оказываются в области энергий возбуждения, где уровни составного ядра уже начинают перекрываться. Вдобавок к этому при возрастании энергии возбуждения увеличивается и доля каскадных γ -переходов. Все это в сумме приводит к большому усложнению спектра γ -квантов и неизбежной конкуренции распадов с вылетом нуклонов и других частиц. Недостаток источников этого типа заключается также в сравнительно невысокой интенсивности γ -квантов.

Стоит отметить, что диапазон плавной вариации энергии γ -квантов у источников рассматриваемого типа сильно ограничен.

2.3. Тормозное излучение от электронных ускорителей

Двигаясь с ускорением, быстрые электроны испускают электромагнитное излучение, называемое тормозным. Для получения тормозного γ -излучения достаточно поток электронов направить на любую мишень. В этом случае тормозное излучение возникает за счет ускоренного движения электронов в кулоновском поле ядер и атомарных электронов мишени.

Энергетический спектр γ -квантов тормозного излучения непрерывен и имеет верхнюю границу, обозначаемую T . Пусть полная энергия электронов до взаимодействия с мишенью равна E_0 , тогда:

$$T = E_0 - mc^2, \quad (4)$$

где mc^2 — энергия покоя электрона (0.511 МэВ). Исключая область вблизи верхней границы, энергетический спектр тормозного излучения подчиняется закону $1/E_\gamma$, где E_γ — энергия испущенного γ -кванта.

В связи с тем, что сечение тормозного излучения быстро растет с увеличением атомного номера мишени, то она чаще всего изготавливается из вещества с большим номером Z (платина, вольфрам и др.). На рис. 5, как пример, приведены спектры тормозного излучения при различных E_0 , рассчитанные для платиновой мишени.

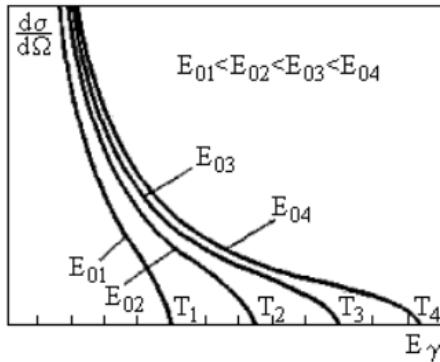


Рис. 5. Спектры тормозного излучения для платиновой мишени при различных E_0 .

Стоит отметить, что любой ускоритель электронов может быть использован как источник тормозного излучения. Такие источники обеспечивают наиболее интенсивные потоки высокоэнергичных γ -квантов. При токе электронного пучка в 100 мкА и тормозной мишени толщиной в 0.01 радиационную длину интенсивность фотонов, не имеет значение, какая при этом энергия падающих электронов, будет приблизительно равна $6.1012/E_\gamma$ фотонов/МэВ.

3. Методы монохроматизации гамма-излучения

Стандартная схема эксперимента по измерению выходов фотоядерных реакций с помощью тормозного излучения изображена на рис. 6. Пучок электронов от ускорителя проходит через тормозную мишень, отклоняется магнитом и попадает в ловушку электронов.

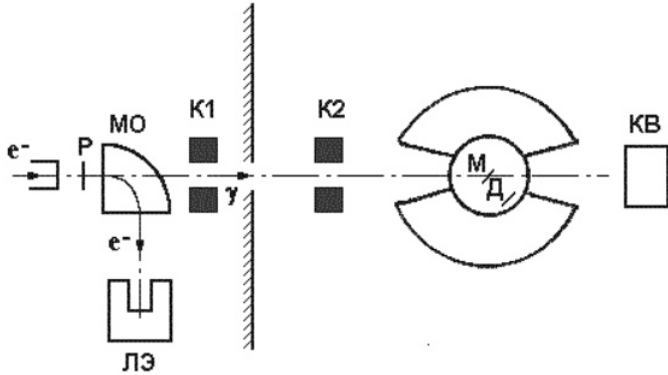


Рис. 6. Схема эксперимента по изучению ядерных реакций под действием тормозных фотонов: P — радиатор, источник тормозного излучения, M0 — очищающий магнит, K1, K2 — коллиматоры, KB — квантометр, M — исследуемая мишень, Д — детектор продуктов реакции, ЛЗ — ловушка электронов.

Излучение, которое образуется по причине торможения электронов в веществе, распространяется в направлении первичного пучка электронов с расходимостью, определяемой сечением многократного рассеяния и толщиной тормозной мишени. Тогда поток энергии тормозного пучка, прошедшего через исследуемую мишень, определяется с помощью квантометра:

$$W(E_e) = \int_0^{E_e} N_\gamma(N_e, N_\gamma) dE_\gamma = r q \quad (5)$$

где r — постоянная квантометра, МэВ/Кл; q — заряд, возникающий в нем.

Отсюда выход фотоядерной реакции, отнесенный к одному эквивалентному фотону, имеет вид:

$$\sigma_Q = \frac{E_e \int_0^{E_e} N_\gamma(N_e, N_\gamma) \sigma(E_\gamma) dE_\gamma / E_\gamma}{\int_0^{E_e} N_\gamma(N_e, N_\gamma) dE_\gamma} \quad (6)$$

При энергиях $E_e < 100$ МэВ для измерения потока энергии гамма-пучка вместо квантометров обычно применяются абсолютные толстостенные ионизационные камеры, использующиеся при нормировке и расчете абсолютных выходов.

Ниже будут рассмотрены основные методы получения таких пучков на некоторых действующих установках. К ним относятся: аннигиляция ускоренных позитронов, мечение тормозных фотонов путем регистрации рассеянных в радиаторе электронов в совпадении с продуктами изучаемой реакции, когерентное излучение электронов в ориентированных кристаллах, а также различные комбинированные методы, в основном мечение фотонов в сочетании с лазерным или аннигиляционным методом.

3.1. Аннигиляция на лету быстрых позитронов

Суть метода состоит в использовании процесса аннигиляции на лету позитронов, движущихся с релятивистскими скоростями.

Быстрый позитрон, у которого энергия E_{pos} , при движении в веществе, может проаннигилировать, не успев потерять хоть какую-то значительную часть своей первоначальной энергии. При аннигиляции позитрона могут образовываться два и более фотонов. Наиболее вероятный процесс в таком случае — двухфотонная аннигиляция. Как раз он и приводит к образованию монохроматических фотонов. Образование большого числа фотонов, например, трех, формирует непрерывное энергетическое распределение. Но по причине того, что сечение трехфотонной аннигиляции мало, его можно пренебречь (так как трехфотонная аннигиляция происходит в 370 раз реже, чем двухфотонная).

В свою очередь при двухфотонной аннигиляции, которая здесь рассматривается в дальнейшем, образуются два γ -кванта с энергиями, определяемыми этими соотношениями:

$$E_{\gamma_1} = \frac{mc^2}{1 - \left(\frac{E_{pos} - mc^2}{E_{pos} + mc^2} \right)^{1/2} \cos \theta},$$

$$E_{\gamma_2} = E_{pos} - E_{\gamma_1} + mc^2,$$

где θ — угол между направлением испускания первого фотона и направлением движения позитрона.

Наиболее вероятно, что произойдет испускание двух фотонов в противоположных направлениях под углами, близкими к 0° и 180° относительно направления движения позитрона. При этом фотон, испускаемый под углом 0° , т. е. в переднем направлении, уносит практически всю энергию. И правда, полагая $\theta = 0$ и $mc^2 \ll E_{pos}$, получается:

$$E_{\gamma_1}(0^\circ) = \frac{mc^2}{1 - \left(\frac{E_{pos} - mc^2}{E_{pos} + mc^2}\right)^{1/2}} \approx E_{pos} + \frac{mc^2}{2},$$

$$E_{\gamma_2}(180^\circ) \approx \frac{mc^2}{2}.$$

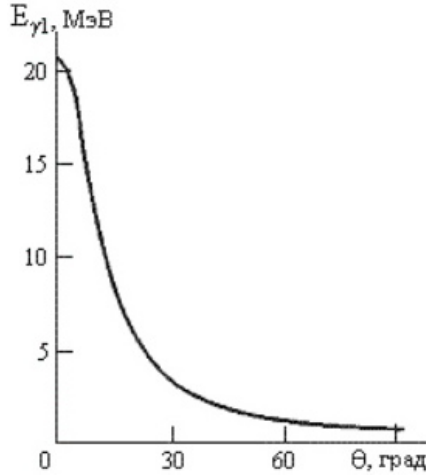


Рис. 7. Зависимость энергии аннигиляционного фотона, летящего в переднем направлении, от угла θ для позитронов с полной энергией 20 МэВ.

Если обратить внимание на рисунок 7, то видно, что зависимость энергии аннигиляционных γ -квантов от угла θ приводит к тому, что спектр фотонов в конечном телесном угле уже не является строго монохроматичным. В свою очередь, при увеличении энергии позитрона энергетический разброс уменьшается. Если пренебречь многократным рассеянием позитронов в веществе мишени, где происходит аннигиляция, то угол, в котором энергетический разброс не превышает величины, определяется соотношением

$$\delta = \frac{\Delta E_{\gamma_1}}{E_{\gamma_1}}, \quad (7)$$

и согласно оценкам равен $(2\delta E_{pos})^{1/2}$. Поэтому, выделяя аннигиляционные фотоны, летящие в пределах достаточно малого телесного угла, можно достичь весьма высокой степени монохроматизации γ -излучения. Быстрые позитроны, необходимые для создания аннигиляционного излучения,

получают, направляя релятивистские электроны с полной энергией E_{el} на мишень (конвертор) с большим номером Z (тяжелые ядра). Тормозное излучение, генерируемое в мишени, образует в этой же мишени электронно-позитронные пары. Позитроны выходят из конвертора в широком телесном угле и имеют полные энергии в интервале от 0 до $E_{el} - 2mc^2$. Расположенный после конвертора магнитный анализатор выделяет позитроны, энергии которых заключены в узком интервале. Эти позитроны либо тут же, либо после дальнейшего ускорения направляются на аннигиляционную мишень с малым Z (т.е. легкие ядра). Образующиеся в этой мишени аннигиляционные γ -кванты и используются далее для проведения эксперимента.

Так как процесс образования аннигиляционных фотонов является двухступенчатым, то выход монохроматического излучения очень мал. Обычно вероятность рождения электроном позитрона в конверторе не превышает 10^{-4} – 10^{-3} , а выход аннигиляционных фотонов на один позитрон приблизительно равен 10^{-4} . Тогда выход аннигиляционных фотонов на один электрон составляет величину до 10^{-8} – 10^{-7} . Отсюда следует, что создание интенсивных потоков аннигиляционного γ -излучения возможно лишь при наличии сильноточных электронных ускорителей.

На рисунке 8 изображен монохроматор, работавший в Ливерморе (Калифорнийский университет, США) [2,3].

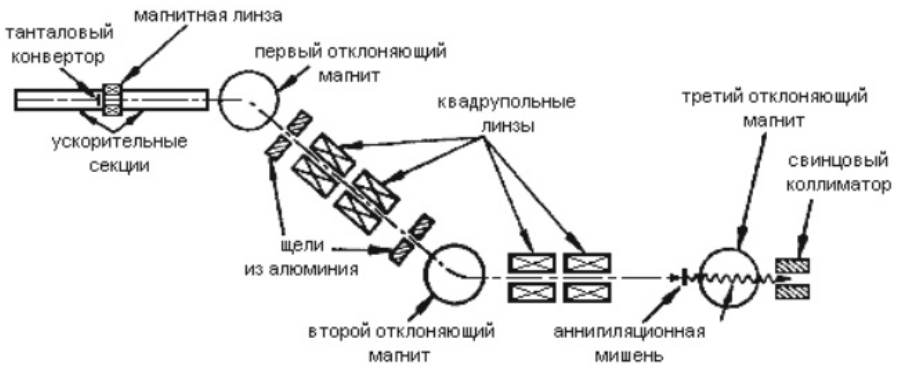


Рис. 8. Установка для создания квазимонохроматических фотонов в Ливерморе (США).

Электроны с энергией 150 кэВ инжектировались в первую секцию линейного ускорителя. В конце секции перед попаданием на конвертор они имели энергию около 10 МэВ. Конвертор, изготовленный из тантала ($Z = 73$) или вольфрама ($Z = 74$), имел толщину около 2.5 мм. Позит-

троны, образующиеся в конверторе, фокусировались магнитной линзой и ускорялись двумя следующими секциями линейного ускорителя примерно до 30 МэВ. Перестройка секций ускорителя с режима ускорения электронов на режим ускорения позитронов и напротив проводилась поворотом фазы высокочастотного электрического напряжения. Полный выход позитронов на один электрон был равен 10^{-5} . В связи с тем, что магнитный анализатор отбирал для дальнейшего ускорения позитроны с разбросом по энергии не более 1%, выход позитронов на один электрон составлял величину примерно 10^{-7} .

Стоит заметить, что энергия позитронов, вводившихся во вторую секцию линейного ускорителя, была примерно в три раза меньше энергии электронов, попадавших на конвертор. Это было связано с тем, что энергетическое распределение позитронов, выходящих из конвертора, имеет максимум при энергии, соответствующей примерно одной трети энергии электронов. В качестве аннигиляционной мишени использовался образец из LiH толщиной 0.15 мм. Выход аннигиляционных фотонов на один позитрон для такой мишени был равен $\sim 10^{-11}$.

Как уже было отмечено, конверторы изготавливают из материалов с большим Z , в связи с тем что выход позитронов зависит от вероятности двух последовательных процессов: образования тормозного γ -излучения и рождения электронно-позитронных пар, причем сечение каждого из этих процессов растет, как Z^2 .

Выбор в качестве материала для аннигиляционной мишени веществ с малым Z объясняется необходимостью максимального подавления относительного вклада тормозного γ -излучения позитронов, которое всегда сопровождается аннигиляционным γ -излучением. Поскольку выход аннигиляционных γ -квантов пропорционален Z , то для легких ядер соотношение между числом аннигиляционных и тормозных γ -квантов будет максимальным.

Из всего описанного следует, что спектр γ -квантов, возникающих при попадании на аннигиляционную мишень быстрых позитронов, не является строго монохроматическим, так как содержит тормозное излучение. Энергетические спектры γ -квантов, рассчитанные для случая бериллиевой мишени, приведены на рис. 9. При этом полагалось dE_γ , равным 1 МэВ, а форма аннигиляционного пика считалась гауссовой и соответствовала энергетическому разрешению 5%. Видно, что с увеличением E_{pos} соотношение между числом аннигиляционных и тормозных γ -квантов ухудшается. И правда, число аннигиляционных γ -квантов растет, как E_{pos} , а число тормозных γ -квантов в низкоэнергетической части спектра растет примерно как E_{pos}^2 .

Сравнительно невысокая интенсивность аннигиляционных пучков

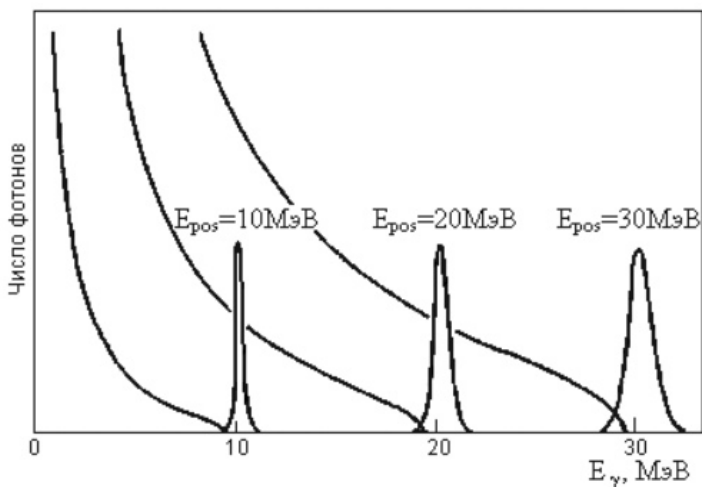


Рис. 9. Спектры гамма-квантов, образующихся при бомбардировке бериллиевой мишени позитронами различной энергии.

ограничивает их эффективное использование одним типом экспериментов — измерением эффективных сечений фотонейтронных реакций. Недостаточно высокая интенсивность аннигиляционного излучения в таких экспериментах может быть компенсирована большим (до нескольких сот граммов) весом исследуемой мишени.

3.2. Меченые фотоны

В этом методе исследуемая мишень облучается пучком тормозного излучения, и для каждого случая фотоядерной реакции определяется энергия фотона, который эту реакцию вызвал. Описываемый метод показан на рисунке 10. Пучок электронов выводится из ускорителя и направляется на тормозную мишень, расположенную вне ускорительной камеры. Электрон с энергией E_0 , взаимодействуя с тормозной мишенью, испускает фотон с энергией E_γ и выходит из нее с меньшей энергией E . Фотон попадает далее на исследуемую мишень и вызывает фотоядерную реакцию. Поскольку E_0 , E и E_γ однозначно связаны соотношением:

$$E_\gamma = E_0 - E, \quad (8)$$

то, измерив энергию E рассеянного электрона и зарегистрировав его на совпадение с продуктами фотоядерной реакции, можно найти энергию E_γ

фотона, который эту реакцию вызвал (E_0 известна, так как определяется режимом работы ускорителя). Энергию рассеянного электрона E , как правило, определяют с помощью магнитного спектрометра.

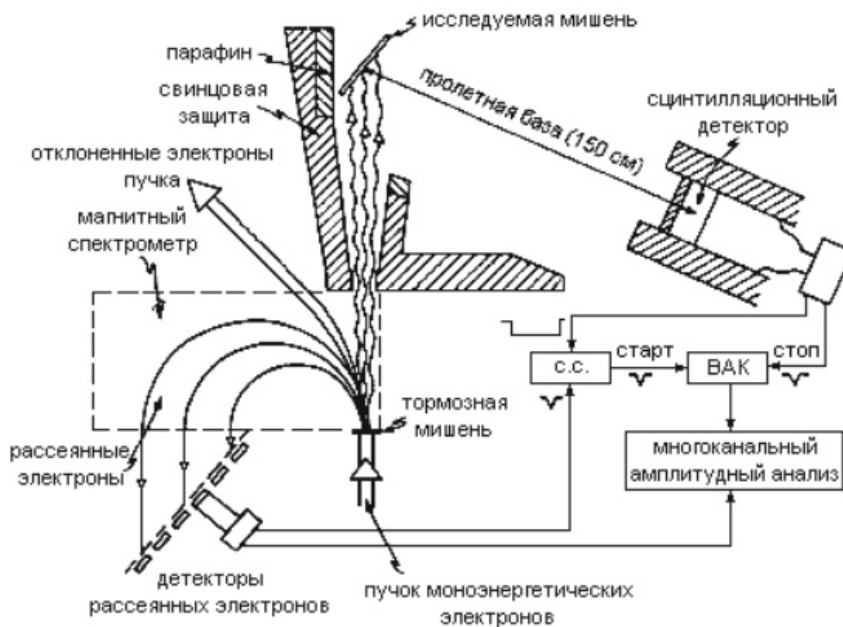


Рис. 10. Схема монохроматора, использующего принцип меченых фотонов

Энергию E_γ можно регулировать, изменяя энергии E_0 и E . Энергетическое разрешение метода меченых фотонов определяется главным образом разрешением магнитного спектрометра и в принципе может быть выше энергетического разрешения метода аннигиляции на лету быстрых позитронов.

К недостаткам метода меченых фотонов следует отнести необходимость непосредственной регистрации продуктов ядерной реакции, что не дает возможности использовать ряд методов регистрации, например, метод наведенной активности. Один из наиболее перспективных путей повышения интенсивности пучка меченых фотонов — использование линейных ускорителей со стопроцентным рабочим циклом.

3.3. Квазимонохроматическое излучение фотонов из ориентированных монокристаллов

Метод рассматривает спектр когерентного излучения из ориентированного кристалла, облучаемого электронами, кроме тормозной компоненты, один из которых (при меньшей энергии) имеет максимальную интенсивность. Метод был реализован во Фраскати и Харькове. Обычно используются тонкие ($\sim 0.5\text{--}2$ мм) монокристаллы алмаза. Настройка по энергии осуществляется вращением кристалла относительно направления падающего пучка. Во Фраскати при энергии электронов 1 ГэВ диапазон энергий гамма-квантов составлял 100–550 МэВ. Как во Фраскати, так и в Харькове были получены интенсивности $\sim 10^{10} \text{ с}^{-1}$ при степени монохроматичности 10%.

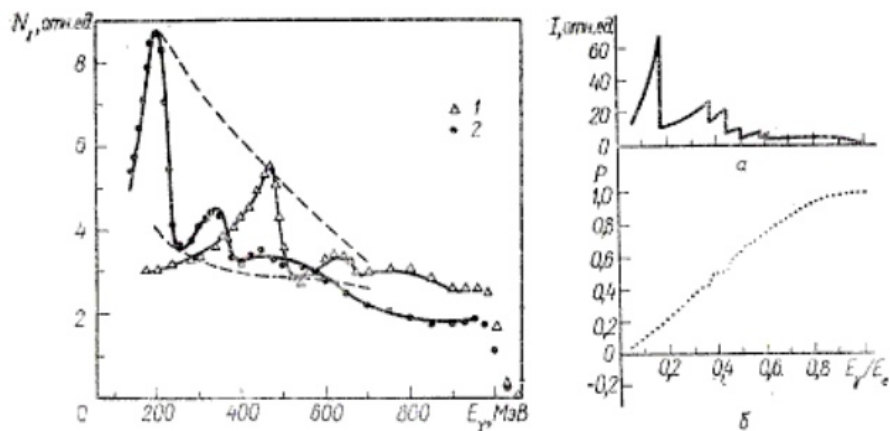


Рис. 11. Слева: спектр гамма-квантов, образующихся в результате когерентного рассеяния электронов с энергией 1 ГэВ в кристалле алмаза: 1, 2 — экспериментальные данные; сплошные кривые получены методом наименьших квадратов; Справа: Расчетный спектр (а) и коэффициент поляризации (б) для фотонов, образующихся при когерентном излучении электронов в кристалле алмаза.

Спектр когерентного излучения из кристалла, облучаемого электронами, как уже было сказано выше, кроме тормозной компоненты содержит несколько пиков, один из которых (при меньшей энергии) имеет максимальную интенсивность (рис. 11). Количество фотонов в главном пике достаточно велико $10^9\text{--}10^9$ фотон/с). Поскольку спектр гамма-квантов существенно зависит от угла излучения, для повышения точности изме-

рений, он постоянно мониторируется магнитным спектрометром. Следует отметить, что существенным достоинством работы с монокристаллами является возможность получения поляризованного гамма-пучка (рис. 11). К сожалению, эта поляризация не может регулироваться в процессе эксперимента и ее величина далека от 100%.

Литература

1. "Radiation Detection And Measurement" Glenn F. Knoll
2. Сайт «Ядерная физика в Интернете»: nuclphys.sinp.msu.ru/
3. Б. С. Ишханов, И. М. Капитонов, Н. П. Юдин «Частицы и атомные ядра»
4. Б. С. Ишханов, И. М. Капитонов. «Взаимодействие электромагнитного излучения с атомными ядрами». Изд. МГУ, 1979.
5. В книге В. Г. Недорезов, А. Н. Мушкаренко. «Электромагнитные взаимодействия ядер», главы 5 и 6.
6. S. C. Fultz, R. L. Bramblett, J. T. Caldwell, and N. A. Kerr. "Photoneutron Cross-Section Measurements on Gold Using nearly Monochromatic Photon". — Phys. Rev. 127, 1273–1279 (1962).
7. F. D. Seward, C. R. Hatcher, and S. C. Fultz. "Measurement of the Annihilation-in-Flight Cross Section at 0° for 8.5-Mev Positrons". — Phys. Rev. 121, 605–609 (1961)
8. В. В. Варламов, Б. С. Ишханов, Д. С. Руденко, М. Е. Степанов. «Структура гигантского дипольного резонанса в экспериментах на пучках квазимонохроматических фотонов». — Препринт НИИЯФ МГУ 2002-19/703.
9. Richard H. Milburn. "Electron Scattering by an Intense Polarized Photon Field". — Phys. Rev. Lett. 10, 75–77 (1963)
10. В. Г. Недорезов, А. А. Туринге, Ю. М. Шатунов. «Фотоядерные эксперименты на пучках гамма-квантов, получаемых методом обратного комптоновского рассеяния». — УФН 174, 4 (2004) 353–370
11. В. Г. Недорезов, Ю. Н. Ранюк. «Фотоделение ядер за гигантским резонансом». Киев, Наукова думка (1989).