## Методы монохроматизации гамма-излучения высокой энергии

# Методы монохроматизации гамма-излучения высокой энергии:

- 1. Аннигиляция на лету быстрых позитронов (Tzara, 1957).
- 2. Меченые фотоны tagging photons (Weil, Mc Daniel, 1953).
- 3. Комптон-эффект на движущемся электроне (Арутюнян, Гольдман, Туманян; Milburn, 1963).

### Аннигиляция на лету быстрых позитронов

Быстрый позитрон, двигаясь в веществе, может испытать аннигиляцию, не успев потерять сколько-нибудь значительную часть своей первоначальной энергии. При аннигиляции позитрона могут образовываться два и более фотонов. Наиболее вероятный процесс – двухфотонная аннигиляция. Именно этот процесс приводит к образованию монохроматических фотонов. Образование большего числа фотонов, например трёх, приводит к непрерывному энергетическому распределению. Однако в связи с тем, что сечение трёхфотонной аннигиляции мало, ею можно пренебречь (трёхфотонная аннигиляция происходит в 370 раз реже, чем двухфотонная).



Зависимость энергии аннигиляционного фотона, летящего в переднем направлении, от угла  $\theta_1$  для позитронов с полной энергией  $E_0 = 20$  МэВ





Полный выход аннигиляционных фотонов на один электрон: 10<sup>-5</sup> · 10<sup>-2</sup> · 10<sup>-4</sup> ≈ 10<sup>-11</sup>



 $\sim Z^2 \left(\frac{E_e}{m_e c^2}\right)^2$ 

### Пояснение к схеме установки, приведенной на предыдущем слайде

Позитроны получают, направляя электроны, ускоренные до pprox10 МэВ в секции 1линейного ускорителя, на тугоплавкую мишень (конвертор 2) с высоким Z (тяжелые ядра). Тормозное излучение, генерируемое в конверторе, образует в нём  $e^-e^+$ -пары. Стоящий за конвертором магнитный анализатор 3 выделяет из сильно разбросанного по направлениям и энергиям потока выходящих из конвертора электронов и позитронов лишь небольшую часть позитронов, заключенных в узком интервале энергий и углов, которые могут быть ускорены последующими секциями 4 и 5 линейного ускорителя. В этих двух секциях энергия позитронов доводится примерно до 30 МэВ. Далее используется система параллельного переноса пучка позитронов с помощью отклоняющих магнитов 6 и 11. Это делается для того, чтобы уйти с оси линейного ускорителя, вдоль которой летит большое число фоновых частиц. Щели 7, 10 и квадрупольные линзы 8, 9, 12, 13 необходимы для дополнительного формирования узкого позитронного пучка. В окончательном виде этот пучок попадает на аннигиляционную мишень 14. Отклоняющий магнит 15 за этой мишенью выводит из пучка непровзаимодействовавшие и ненужные позитроны. Пучок фотонов от аннигиляционной мишени перед попаданием на фотоядерную мишень проходит коллиматор 16, окончательно формирующий малые поперечные размеры пучка фотонов.

Аннигиляция позитронов сопровождается тормозным излучением. Позитрон, летящий в тонкой мишени, успевает испытать либо один акт аннигиляции, либо изменить траекторию в кулоновском поле ядра и электронной оболочки, создав фотон тормозного излучения. Поэтому спектр фотонов за аннигиляционной мишенью является наложением аннигиляционного пика и непрерывного спектра тормозного излучения. Зависимости сечений этих конкурирующих процессов от заряда *Z* мишени и энергии *E*<sub>0</sub> позитрона приведены в конце слайда со схемой установки в Livermore. Аннигиляционня мишень изготавливается из материала с малым *Z*, чтобы максимально снизить долю тормозных фотонов.



Из-за низких выходов аннигилляционных фотонов эта методика монохроматизации реализуется на линейных ускорителях. Именно они обеспечивают наивысшие потоки частиц.

Неизбежное присутствие тормозного излучения есть недостаток описываемого метода монохроматизации, так как вынуждает получать конечный результат в виде разности двух измерений. Вначале измеряют выход  $Y^+(E_0)$  реакции с пучком фотонов, генерируемых аннигиляционной мишенью при попадании на неё позитронов энергии  $E_0$ , а затем — выход реакции  $Y^{-}(E_0)$  с пучком фотонов, возникающих в аннигиляционной мишени при попадании на нее такого же числа электронов той же энергии. В последнем случае спектр фотонов чисто тормозной и разность  $Y^+(E_0) - Y^-(E_0)$  есть выход исследуемой реакции, отвечающий пику аннигиляционного излучения. Перестройка секций электронного ускорителя с режима ускорения электронов на режим ускорения позитронов и наоборот осуществляется просто инверсией фазы ускоряющего высокочастотного электрического напряжения.



Разностный фотоядерный эксперимент в методе аннигиляции позитронов



Эффективное сечение фотоядерной реакции  $\sigma(E_{\gamma})$  получают из следующего соотношения:

$$\sigma(E_{\gamma}) = \frac{Y^+(E_0) - Y^-(E_0)}{\varepsilon \cdot \alpha \cdot n},$$

где

- *е* эффективность детектора продуктов фотоядерной реакции,
- α число ядер мишени на 1 см<sup>2</sup> её
  поперечной облучаемой площади,
- *n* число аннигиляционных фотонов, облучивших фотоядерную мишень.



Использование одного и того же позитронного пучка с двумя аннигиляционными мишенями (одна с малым Z, другая – большим Z) позволяет получить эффект от монохроматической  $\gamma$ -линии без перестройки ускорителя с режима ускорения  $e^+$ на режим ускорения  $e^-$ . Разность двух фотонных спектров с учётом отличия в зарядах аннигиляционных мишеней позволяет убрать эффект воздействия на фотоядерную мишень тормозного излучения.

### В силу низкой интенсивности квазимонохроматических аннигиляционных фотонов, их пучки в основном использовались для измерения фотонейтронных сечений. В этом случае низкая интенсивность аннигиляционных фотонов может быть компенсирована большими массами исследуемых мишеней



## Меченые фотоны (tagging photons)

В этом методе облучение исследуемой мишени производится пучком тормозного излучения, и для каждого случая фотоядерной реакции определяется энергия фотона, который эту реакцию вызвал. Осуществляется это следующим образом (см. следующий слайд). Пучок 1 моноэнергетических электронов выводится из ускорителя и направляется на тормозную мишень 2, расположенную вне ускорительной камеры. Электрон с энергией  $E_0$ , взаимодействуя с тормозной мишенью 2, испускает фотон 3 с энергией  $E_{\gamma}$  и выходит из неё с меньшей энергией Е. Фотон попадает далее на исследуемую мишень 4 и вызывает фотоядерную реакцию. Поскольку  $E_0$ ,  $E_\gamma$  и Eоднозначно связаны соотношением

 $E_{\gamma}=E_0-E,$ 

то, измерив (5) энергию *E* рассеянного электрона 6 и зарегистрировав его на совпадение (7) с продуктами фотоядерной реакции 8, находят энергию *E*<sub>γ</sub> фотона, который эту реакцию вызвал (*E*<sub>0</sub> известна, так как определяется режимом работы ускорителя). Энергию рассеянного электрона определяют с помощью магнитного спектрометра 10.



1 – пучок моноэнергетических электронов, 2- тормозная мишень, 3 – тормозное излучение, 4 – исследуемая мишень, 5 – детектор рассеянных электронов,
 6 – рассеянные электроны, 7 – схема совпадений, 8 – продукты фотоядерной реакции, 9 – детектор продуктов фотоядерных реакций,
 10 – магнитный спектрометр.



При наличии одного детектора 5 рассеянных электронов система мечения вырезает фотоядерный эффект, отвечающий узкой полосе тормозного спектра шириной  $\Delta E$  ( $\Delta E$  определяется возможностями детектора). Чтобы исследовать всю область ГДР нужно перемещать этот детектор вдоль плоскости регистрации магнитного спектрометра 10, что существенно затягивает процесс измерений. Поэтому используют многоканальную систему регистрации рассеянных электронов, в которой большое число детекторов, работающих одновременно, перекрывает широкий диапазон энергий электронов.

### Элементы системы мечения фотонов



### Схема мечения фотонов в английской терминологии



Bremsstruhlung tagging technique

Преимущества метода меченых фотонов:

- 1. Легко достичь энергетического разрешения  $\frac{\Delta E_{\gamma}}{E_{\gamma}} \approx 0,1\%$ .
- Не проявляется отрицательное влияние непрерывности тормозного спектра как в методе аннигиляции быстрых позитронов.
- Использование многоканальной методики регистрации рассеянных электронов позволяет одновременно получать данные для всей исследуемой энергетической области.
- За счёт смещения от оси пучка и кинематического отбора электронов отдачи можно получить поляризацию пучка ≈ 50%.

Все эти преимущества могут быть в полной мере реализованы на ускорителях непрерывного действия, т. е. ускорителях, создающих непрерывные во времени пучки электронов. Необходимость непрерывного пучка обусловлена, прежде всего, использованием для отбора нужных событий схемы совпадений. Необходимость непрерывного пучка электронов (фотонов)



Ускорители, имеющие фактор заполнения рабочего цикла *D* = 1, называются *ускорителями непрерывного действия* (УНД).

Основные параметры импульсных ускорителей и ускорителей непрерывного действия (УНД)

Тип ускорителя	Энергия электрона, МэВ	$\Delta E/E$	D	Ток пучка, <i>I</i> , мкА
Бетатрон	25 - 220	$10^{-3}$	$10^{-3} - 5 \cdot 10^{-2}$	0,01–0,1
Синхроторон	100 - 10 000	10 <sup>-3</sup>	10 <sup>-1</sup>	0,01-1,0
Линейный ускоритель	25 - 50 000	$10^{-1} - 3 \cdot 10^{-3}$	$10^{-4} - 10^{-2}$	10-500
Микротрон	7 – 25	10 <sup>-3</sup>	10 <sup>-3</sup>	10-50
УНД	1 - 12 000	$10^{-3} - 10^{-4}$	1	10-4000

Основное преимущество УНД – величина *D* = 1. За счёт этого максимальная скорость набора статистики на УНД обычно на 2-3 порядка выше, чем на импульсных ускорителях, что даёт возможность изучать процессы с малыми сечениями, недоступные для наблюдения на импульсных ускорителях (их стандартный фактор заполнения рабочего цикла *D* = 10<sup>-3</sup>). Если мы имеем спектр, полученный на УНД за 10 часов, то аналогичный спектр на импульсном ускорителе может быть получен лишь за ≈ 1 год его непрерывной работы.

Строго говоря, УНД – тоже импульсные ускорители, но у них частота следования импульсов столь высока ( $\nu \approx 2500 \text{ MF}_{ extsf{L}} = 2,5 \cdot 10^9 \text{ F}_{ extsf{L}}$  и  $T = 1/\nu = 4 \cdot 10^{-10} \text{ сек} = 0,4$  нсек), что эта временная микроструктура пучка не чувствуется детектором (разрешающее время германиевого детектора  $\tau$ (Ge)  $\approx 10^{-8}$  сек = 10 нсек) и он воспринимается детектором как непрерывный (см. рисунок)



Сравнение временной микроструктуры электронного пучка УНД с частотой *v* ≈ 2500 МГц с импульсом германиевого детектора

### Ускорители электронов непрерывного действия

### Разрезной микротрон:

непрерывный пучок генерируется и ускоряется до нескольких МэВ в линейном ускорителе 1, а затем, с помощью 2-х поворотных магнитов 2 неоднократно возвращается в него увеличивая энергию до необходимых значений

#### Линатрон:

Непрерывный пучок электронов ускоряется в обоих направлениях в линейном ускорителе 1, и, неоднократно возвращаясь в него после изменения направления движения в зонах 2, приобретает необходимую энергию.

#### Накопительное кольцо:

Пучок электронов от импульсного линейного ускорителя 1 поступает в накопительное кольцо 2 и, заполняя его, становится непрерывным. Этот уже непрерывный пучок электронов выводится в точке 3 из накопительного кольца для проведения экспериментов.



Крупнейший электронный ускоритель непрерывного действия СЕВАF (Лаборатория им. Джеферсона, США)

Энергия электронов до 12 ГэВ





### Каскад Разрезных Микротронов МАМІ



Энергия RTM 3 в настоящее время доведена до 1.5 ГэВ



## Tagged Photon Beam at LNS-Tohoku



Многоканальная система мечения фотонов лаборатории ядерной физики (LNS) университета Tohoku (Sendai, Japan)



### Фотоядерные сечения, полученные методом меченых фотонов



## Характеристики некоторых пучков монохроматических и поляризованных фотонов

Лаборатория (страна)	Метод	Аннигилятор	Энергия Е <sub>γ</sub> (МэВ)	Средний ток e <sup>+</sup> или e <sup>-</sup> в nA	$\frac{\Delta E_{\gamma}}{E_{\gamma}}.\%$	Число фотонов в сек в интервале $\Delta E_{\gamma}$
Saclay II (France)	$e^+\gamma$	LiH, 3 мм	20–120	10	1	5·10 <sup>5</sup>
Livermore II (USA)	$e^+\gamma$	LiH, 2 мм Cu, 30 мкм	5–100	3	1	10 <sup>5</sup>
NBS (USA)	$e^+\gamma$		≤40	2	1	10 <sup>5</sup>
Mainz (Germany)	$e^+\gamma$	Be, Al	10–80	2	1	10 <sup>5</sup>
Giessen (Germany)	$e^+\gamma$	Ве, 0,25-0,5 мм	12–40	0,2	1	10 <sup>4</sup>
MUSL-2 (USA)	tagging		20	3–5	1	5·10 <sup>5</sup>
Sendai (Japan)	tagging		100	1,5	2	3·10 <sup>6</sup>

### Комптон-эффект на движущемся электроне (Compton laser back scattering)

Арутюнян Ф. Р., Гольдман И.И., Туманян В.А. (СССР) Поляризационные явления при комптон-эффекте на движущемся электроне и возможность получения пучков поляризованных ү-квантов. ЖЭТФ, 1963, т. 45, с. 312.

### Milburn R.H. (USA)

*Electron scattering by an intense polarized photon field.* Phys. Rev. Lett., 1963, v. 10, p. 75. Комптон-эффект на движущемся электроне обладает важной особенностью – в процессе рассеяния возникают фотоны значительно более жесткие, чем рассеиваемые. Так, при рассеянии даже световых фотонов на релятивистских электронах рассеянные фотоны имеют возможность получить от них существенную часть их энергию. В качестве источника фотонов используются мощные лазеры.



Энергия рассеянных фотонов может варьироваться либо изменением энергии электронов, либо изменением длины волны лазера, либо изменением угла рассеяния. Рассеянные фотоны поляризованы. Геометрия комптоновского рассеяния на движущемся электроне (все траектории находятся в плоскости рисунка, траектория рассеянного электрона не показана) Yo Тадающий  $E_{\gamma_0}$ ротон  $E_0$ Электрон

Энергия рассеянного фотона на электроне,

движущегося со скоростью v, даётся выражением:

$$E_{\gamma} = E_{\gamma_0} \frac{1 - \frac{v}{c} Cos\theta}{1 - \frac{v}{c} Cos(\theta - \varphi) + \frac{E_{\gamma_0}}{E_0} (1 - Cos\varphi)},$$

где  $E_0$  — полная энергия электрона

Таким образом, при фиксированных значениях  $E_0$  и  $E_{\gamma_0}$  энергия рассеянного фотона полностью определяется геометрией эксперимента (углами  $\theta$  и  $\phi$ ).

В случае ультрарелятивистских электронов , когда  $E_0 \gg E_{\gamma_0}$ , выражение для  $E_\gamma$  упрощается до

$$E_{\gamma} \approx E_{\gamma_0} \frac{1 - \frac{v}{c} Cos\theta}{1 - \frac{v}{c} Cos(\theta - \varphi)}$$

Из него видно, что энергия рассеянного фотона максимальна в случае, когда электрон и фотон двигаются навстречу друг другу (θ = 180°), а рассеянный фотон двигается в том же направлении, что и электрон,

т. е.  $\theta - \varphi = 0^{\circ}$ . Тогда, учитывая также, что  $v \approx c$ ,

из вышеприведенного выражения получаем

$$E_{\gamma_{max}} \approx E_{\gamma_0} \frac{1 + \nu/c}{1 - \nu/c} \approx 4E_{\gamma_0} \left(\frac{E_0}{m_e c^2}\right)^2$$

Из последнего соотношения видно, что даже в случае фотонов малой энергии энергия рассеянных фотонов может быть сколь угодно большой за счет повышения энергии электронов. Это открывает возможность получения интенсивного пучка монохроматических γ-квантов высокой энергии, используя такие мощные источники фотонов, как лазеры При этом геометрия комптоновского рассеяния, при которой лазерный фотон получает максимальную энергию от релятивистского электрона, превращаясь в высокоэнергичный гамма-квант, следующая:



Приведем данные для фотонов рубинового лазера ( $E_{\gamma_0} = 1,78$  эВ) и электронов разных энергий в этой геометрии:

E <sub>0</sub>	1 ГэВ	6 ГэВ	40 ГэВ	500 ГэВ
$E_{\gamma_{max}}$	28 МэВ	848 МэВ	20 ГэВ	497 ГэВ

Энергетический спектр комптоновски рассеянных фотонов может быть вычислен, используя формулу Клейна-Нишины. Пример приведен на рисунке:





Большинство фотонов летит в переднем направлении в пределах угла рассеяния (угла  $\pi - \varphi$  между падающим и рассеянным фотоном) равного 1 мрад. Эта величина обратна  $\varepsilon = E_0/m_e c^2$ .



Данные конкретного опыта

 $E_0 = 500 \text{ МэВ}, E_{\gamma_0} = 2,3 \text{ эВ}, E_{\gamma_{max}} = 9 \text{ МэВ}$ Коллиматор с диаметром канала 2 мм помещался в 6 м от точки столкновения электронов с лазерным пучком. После коллиматора энергетическое разрешение пучка  $\gamma$ -квантов было  $\Delta E_{\gamma}/E_{\gamma} \approx 4\%$ .



### Две схемы реализации

метода лазерного комптоновского рассеяния (LCS)



### ВЭПП (VEPP), Новосибирск



## Параметры некоторых установок, использовавших комптоновское рассеяние лазерных фотонов

	Фраскати		Новосибирск	Брукхэвен	Гренобль	Осака
Характеристика	Ladon	Taladon	вэпп	LEGS	GRAAL	LEPS
<i>Е<sub>е</sub></i> , ГэВ	1,5	1,5	1,4–5,3	2,5	6,0	8,0
<i>I</i> <sub>e</sub> , A	0,1	0,1	0,2	0,2	0,1	0,2
Энергия лазера, эВ	2,45	2,45	1,17–3,51	3,53	3,53	3,5
$E_{\gamma}$ , МэВ	5–80	35–80	200–1200	180–320	550–1470	150–2400
$\Delta E_{m{\gamma}}$ , МэВ	0,07–8	2–4	1,5–4	6	16	30
$N_{\gamma}$ , сек $^{-1}$	10 <sup>5</sup>	5·10 <sup>5</sup>	2·10 <sup>6</sup>	4·10 <sup>5</sup>	2·10 <sup>6</sup>	107

### Накопительное кольцо NewSUBARU







Ниже используется следующее обозначение для комптоновски рассеянных фотонов: LCS – Laser Compton Scattering

Схема вывода пучков синхротрона NewSUBARU. BL01 – точка вывода сгенерированного LCS -излучения.



# Узел формирования комптоновски рассеянного (LCS) гамма-пучка







Спектр LCS-фотонов NewSUBARU. Энергия фотонов 42 МэВ



Сравнение спектра LCS-фотонов с энергией 42 МэВ установки NewSUBARU, измеренного LaBr<sub>3</sub>(Ce)-сцинтиллятором (*чёрный*), и полученного с использованием программы GEANT4 (*серый*) при угле рассеяния лазерных фотонов ≈0,003°. Соответствующий исходный спектр LCS-фотонов (*красный*) получен моделированием.



Экспериментальные (*синие точки*) и теоретические (*красные линии*) функции отклика, полученные для LCS-фотонов разной энергии на установке NewSUBARU с помощью сцинтиллятора LaBr<sub>3</sub>(Ce) размером 3,5×4,0 дюйма

Спектры LCS-фотонов, отвечающие вышеприведенным функциям отклика, рассчитанные методом Монте-Карло программой GEANT4



# Источники фотонов на основе обратного комптоновского рассеяния

- HIGS (США), 1–100 МэВ, 10<sup>6</sup> 10<sup>9</sup> фотонов/сек
- MEGA-ray (США), 0,5–2,3 МэВ, 10<sup>12</sup> фотонов/сек
- РОКК-1М (Новосибирск, ИЯФ СО РАН), 100—1200 МэВ, 2·10<sup>6</sup> фотонов/сек
- SAGA-LS (Япония), до 3,5 МэВ, 10<sup>7</sup> фотонов/сек
- NewSUBARU (Япония), 1–76 МэВ, 10<sup>6</sup>–10<sup>7</sup> фотонов/сек
- SLEGS (КНР), 0,25–21,7 МэВ, 10<sup>5</sup> 10<sup>8</sup> фотонов/сек
- ELI-NP (Румыния), 0,2—19,5 МэВ, 2,5·10<sup>8</sup> фотонов/сек, строительство

Проект находящийся в стадии реализации:

Extreme Light Infrastructure – Nuclear Physics (ELI-NP)

## Romania Bucharest – Mugurele

Планируется методом обратного комптоновского рассеяния создать лучший в мире монохроматический *γ*-пучок регулируемой энергии

со следующими характеристиками:

энергия фотонов  $\leq 20$  МэВ, интенсивностью  $\approx 2.5 \cdot 10^8 \ \gamma$ /сек и энергетическим разрешением  $\frac{\Delta E_{\gamma}}{E_{\gamma}} \approx 5 \cdot 10^{-3} (0,5\%)$ .

Для создания такого пучка будет использован мощный лазер, генерирующий 10<sup>34</sup>фотонов/сек. Энергия лазерного фотона на первом этапе 2,33 эВ, что даст энергию комптоновски рассеянных γ-квантов около 13 МэВ. На втором этапе с лазерными фотонами энергии 3,5 эВ планируется получить энергию γ-квантов до ≈ 20 МэВ. Источником электронов является линейный ускоритель с энергией 720 МэВ