

Лекция 8:

Определение чётности гамма-переходов
в поляризационных ЯРФ-экспериментах.

Метод, использующий комптоновское рассеяние.

ЯРФ-эксперименты позволяют модельно независимым путём определять чётность гамма-переходов, устанавливая тем самым, к какому типу – электрическому (E) или магнитному (M) – принадлежит переход.

Чётность завершает перечень характеристик, необходимых для полного знания свойств ядерного гамма-перехода.

Для определения чётности нужны эксперименты, в которых контролируется или находится поляризация фотонов. Существует две возможности оперировать с этой поляризацией:

1. Возбуждать неполяризованные ядра мишени линейно поляризованными фотонами и измерять азимутальную асимметрию рассеянных фотонов.
2. Возбуждать неполяризованные ядра мишени неполяризованными фотонами и определять линейную поляризацию рассеянных фотонов.

Первый способ в качестве γ -источника использует линейно поляризованное тормозное излучение, второй – для определения линейной поляризации рассеянных фотонов использует эффект Комптона.

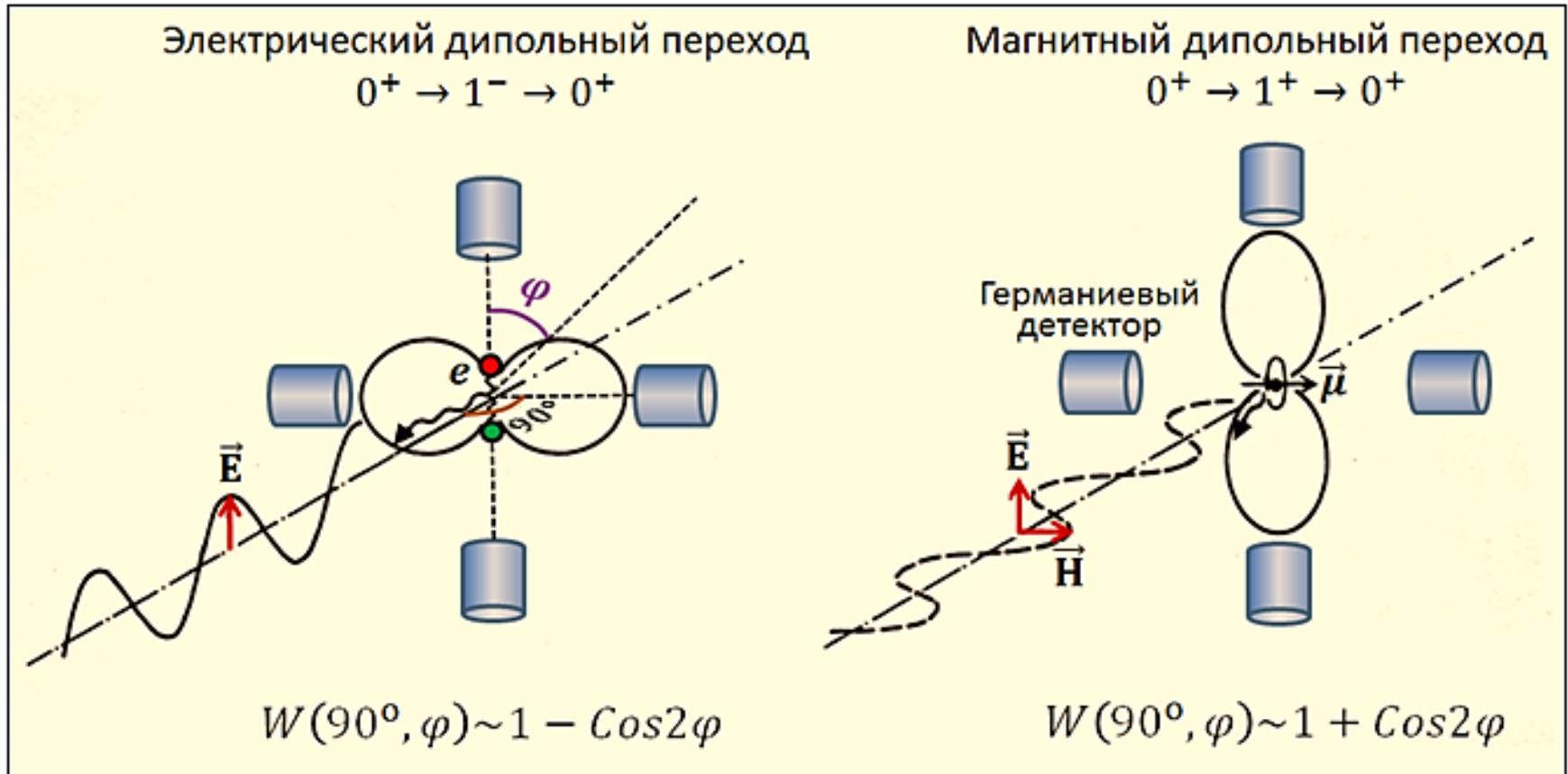
Цель данной лекции рассмотреть этот способ.

Обратимся вначале к первому способу.

Имея пучок поляризованных фотонов, и измеряя азимутальную асимметрию рассеянных фотонов при угле рассеяния $\theta = 90^\circ$,

легко отличить фотоны электрического типа от фотонов магнитного типа.

Напомним диаграммы направленности E1- и M1-фотонов:



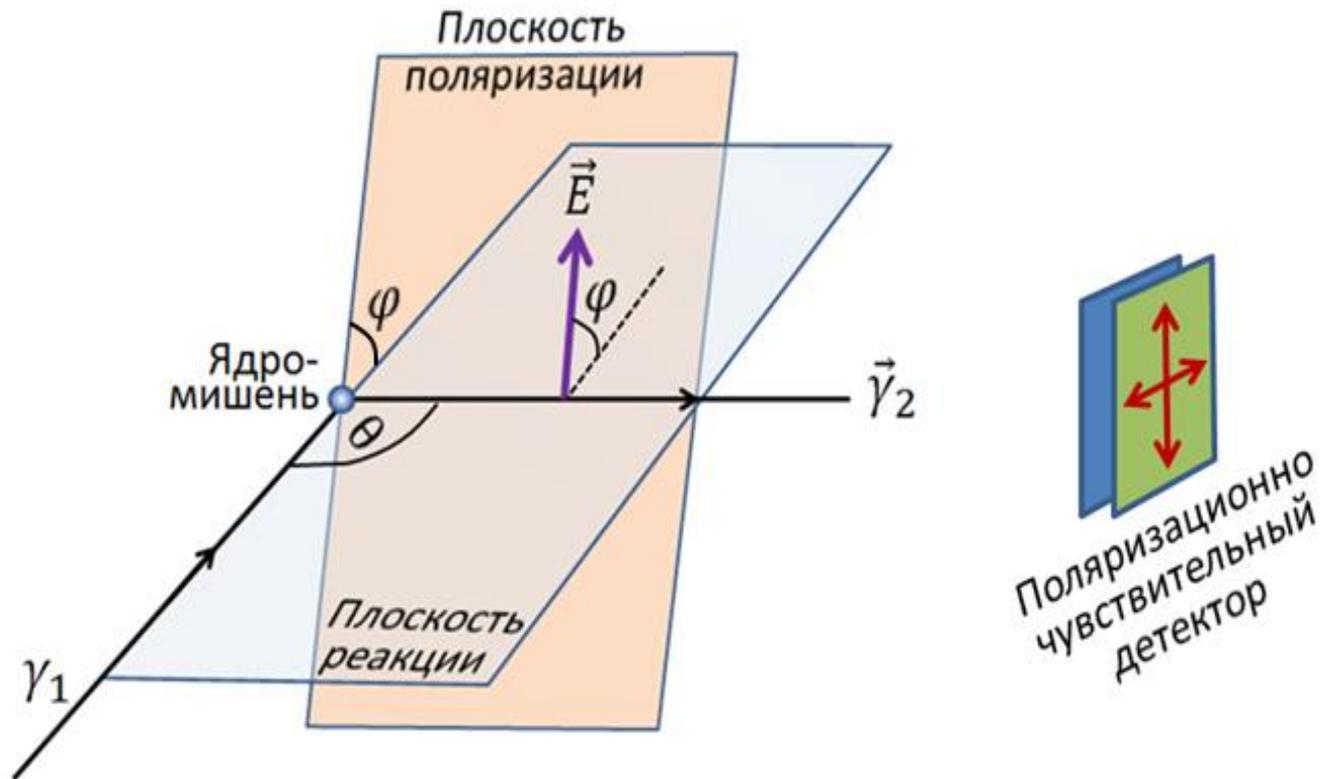
Диаграммы рассеянных E1- и M1-фотонов лежат в плоскости рисунка.

Показано расположение Ge-детекторов, регистрирующих фотоны под углами $\theta = 90^\circ$ и $\varphi = 0^\circ, 90^\circ, 180^\circ$ и 270° .

Диаграмма E2-излучения идентична диаграмме M1-излучения.

Рассмотрим $(\gamma_1, \vec{\gamma}_2)$ -рассеяние, в котором пучок падающих на ядро фотонов не поляризован, а линейная поляризация рассеянного фотона фиксируется с помощью поляризационно-чувствительного детектора.

Геометрия такого рассеяния поясняется рисунком



Функция углового распределения $W(\theta, \varphi)$ рассеянных фотонов зависит от двух углов – θ (угол рассеяния) и φ (угол между электрическим вектором \vec{E} и плоскостью реакции). Степень поляризации P_γ в этом случае определяется как относительная разность угловых функций, отвечающих рассеяниям фотонов, в которых электрический вектор \vec{E} параллелен (\parallel) и перпендикулярен (\perp) плоскости реакции:

$$P_\gamma(\theta) = \frac{W_{\parallel} - W_{\perp}}{W_{\parallel} + W_{\perp}}.$$

Для наиболее важных и удобных для анализа случаев чистых дипольных и квадрупольных ЯРФ-переходов в чётно-чётных ядрах ($0 \rightarrow 1 \rightarrow 0$ и $0 \rightarrow 2 \rightarrow 0$) **максимальная поляризация $|P_\gamma| = 1$ наблюдается для $\theta = 90^\circ$** . При этом

$$P_\gamma(\theta = 90^\circ) = \begin{cases} -1 & \text{для E1,} \\ +1 & \text{для M1,} \\ +1 & \text{для E2.} \end{cases}$$

Справедливость этих значений непосредственно следует из вида диаграмм направленности E1-, M1- и E2-излучений:

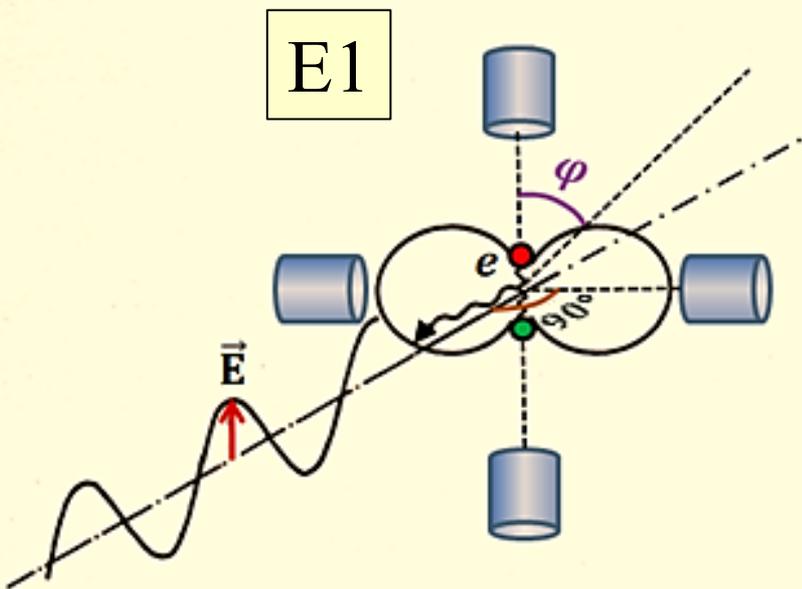
$$W(\theta = 90^\circ, \varphi) \sim \begin{cases} (1 - \cos 2\varphi) & \text{для E1,} \\ (1 + \cos 2\varphi) & \text{для M1,} \\ (1 + \cos 2\varphi) & \text{для E2.} \end{cases}$$

Они ещё раз показаны на следующем слайде.

Электрический дипольный переход
 $0^+ \rightarrow 1^- \rightarrow 0^+$

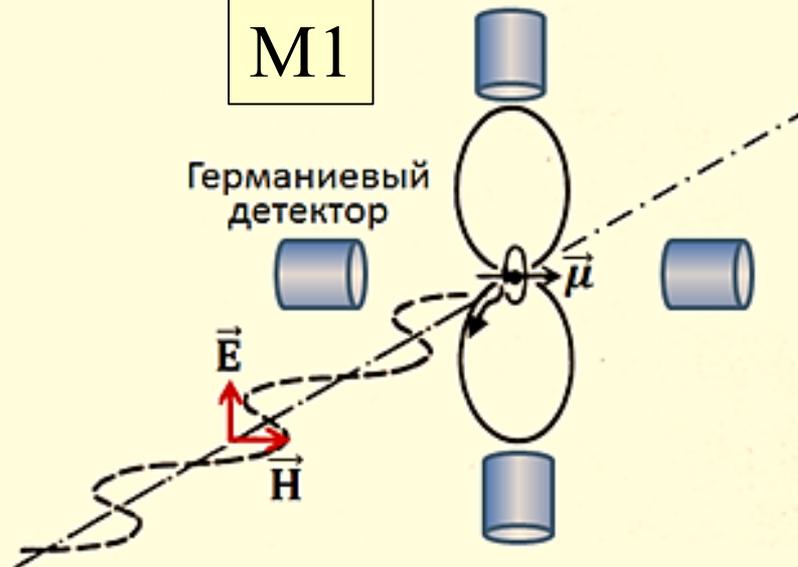
Магнитный дипольный переход
 $0^+ \rightarrow 1^+ \rightarrow 0^+$

E1



$$W(90^\circ, \varphi) \sim 1 - \cos 2\varphi$$

M1



$$W(90^\circ, \varphi) \sim 1 + \cos 2\varphi$$

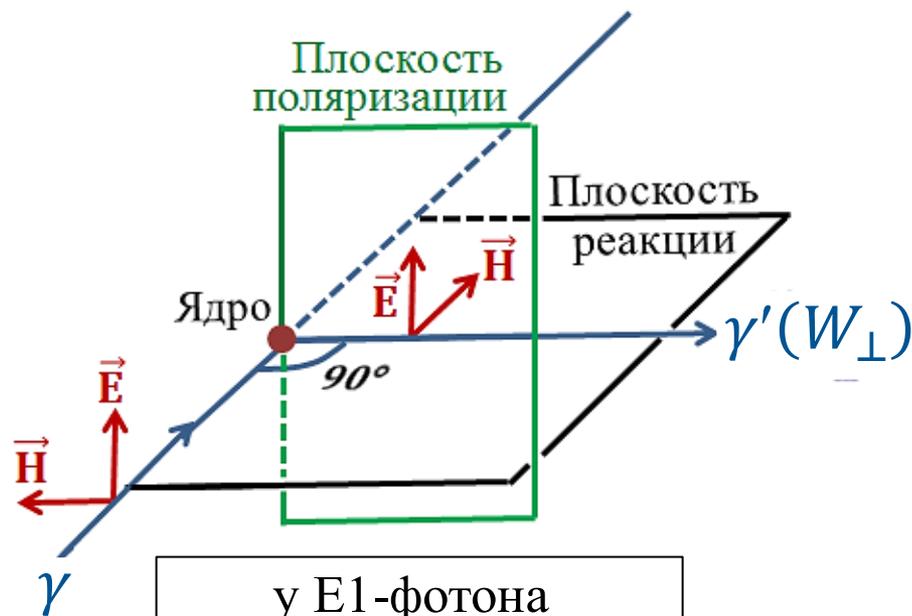
Для E2-фотонов диаграмма такая же как для M1

Рассмотрим как ориентированы
векторы электрической и магнитной напряжённости \vec{E} и \vec{H}
у E1-, M1- и E2-фотонов
после рассеяния
относительно плоскостей поляризации и реакции.

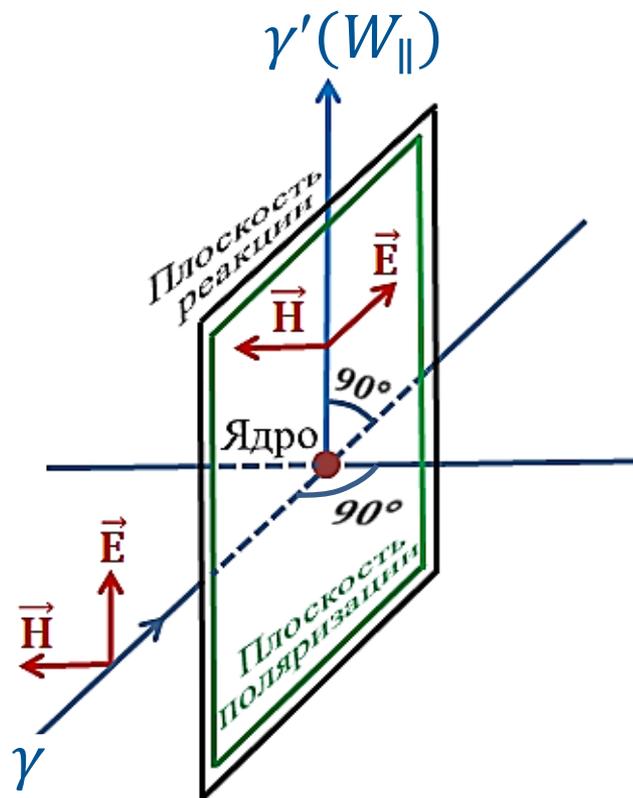
Плоскость реакции и плоскость поляризации
 рассеянных фотонов в направлении
 их максимальной интенсивности

M1, E2

E1



у E1-фотона
 вектор \vec{E}
 перпендикулярен (\perp)
 плоскости реакции



у M1 и E2-фотона
 вектор \vec{E}
 параллелен (\parallel)
 плоскости реакции

Отметим, что при определении P_γ с помощью соотношения

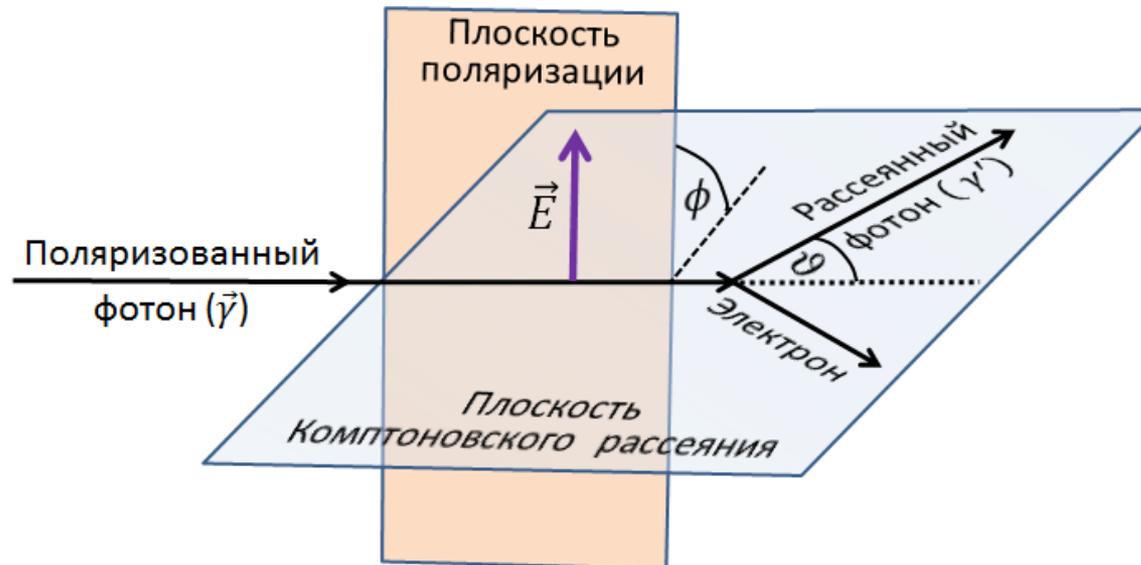
$$P_\gamma(\theta) = \frac{W_{\parallel} - W_{\perp}}{W_{\parallel} + W_{\perp}}.$$

её знак совпадает со знаком чётности соответствующего излучения.

Для определения линейной поляризации фотонов удобно использовать их комптоновское рассеяние (рассеяние на свободных и квазисвободных электронах).

Этот процесс чувствителен к линейной поляризации фотонов.

Кинематика комптоновского рассеяния показана на рисунке:



Плоскость комптоновского рассеяния определяется направлениями движения падающего γ и рассеянного γ' фотонов (ϑ – угол рассеяния), плоскость поляризации – направлениями движения падающего фотона и его электрического вектора.

Если энергия падающего фотона E_γ , то энергия рассеянного фотона

$$E_{\gamma'} = \frac{E_\gamma}{1 + E_\gamma(1 - \cos\vartheta)/m_e c^2}.$$

Дифференциальное сечение комптоновского рассеяния даётся формулой Клейна-Нишины:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{2} \cdot \frac{e^2}{m_e c^2} \cdot \frac{E_{\gamma'}^2}{E_\gamma^2} \left(\frac{E_{\gamma'}}{E_\gamma} + \frac{E_\gamma}{E_{\gamma'}} - 2 \sin^2 \vartheta \cdot \cos^2 \phi \right),$$

Из этой формулы следует, что комптоновское рассеяние преимущественно происходит перпендикулярно вектору электрического поля \vec{E} , т. е. при $\phi = 90^\circ$.

Это свойство комптоновского рассеяния открывает возможность его использования для определения линейной поляризации фотонов.

Действительно, если найдено максимально вероятное направление движения комптоновски рассеянных фотонов (угол ϕ_{max}), то преимущественная поляризация (ориентация вектора электрического поля \vec{E}) этих фотонов будет перпендикулярна этому направлению, т. е. будет отвечать углу

$$(\phi_{max})_\perp = \phi_{max} \pm 90^\circ.$$

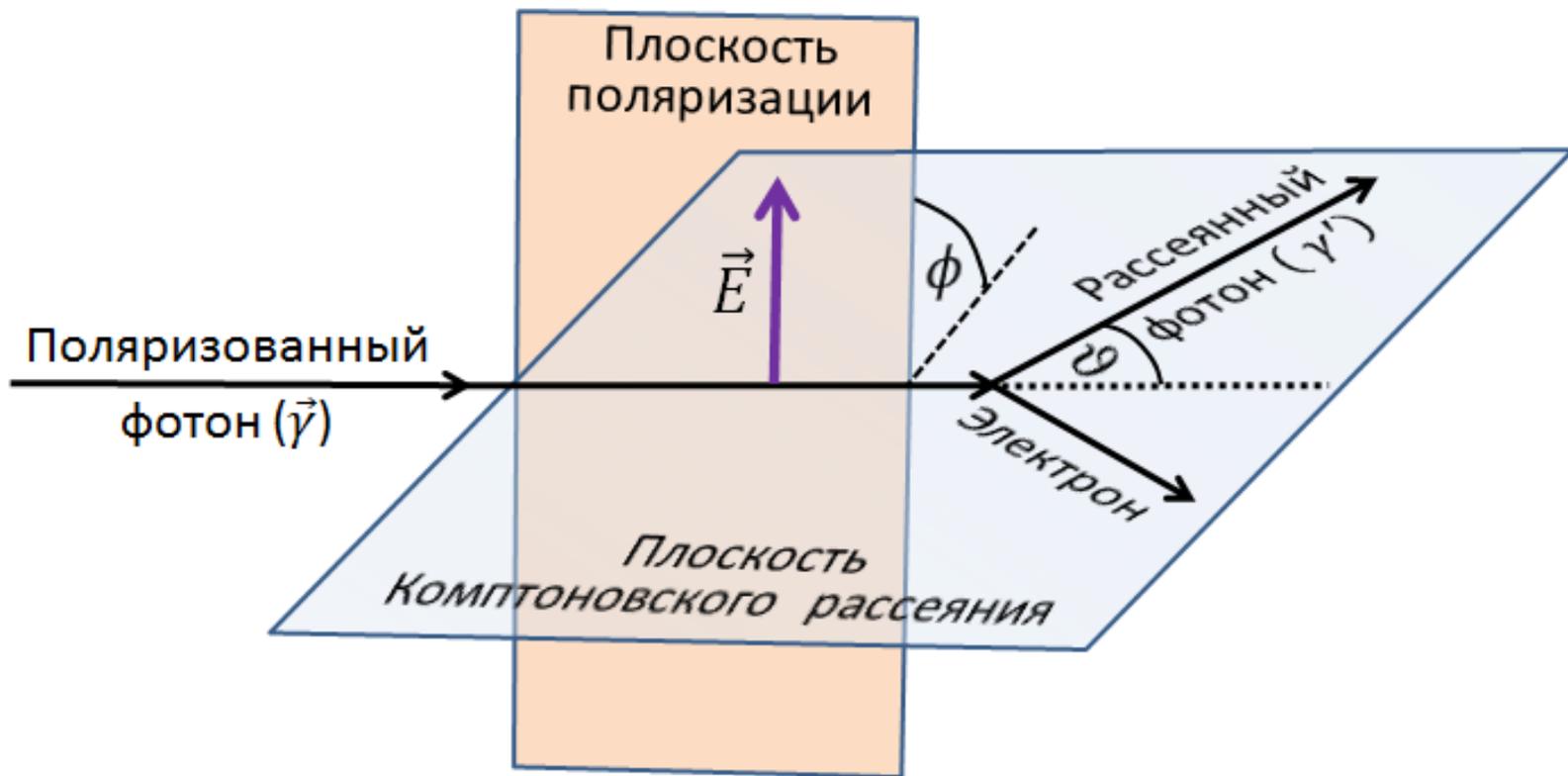
Для того, чтобы измерить линейную поляризацию резонансно рассеянных фотонов, достаточно определить скорости счёта N_{\parallel} и N_{\perp} фотонов от их комптоновского рассеяния в направлениях параллельно и перпендикулярно плоскости реакции.

Напомним, что эта плоскость определяется направлениями пучка падающих и резонансно рассеянных фотонов.

Экспериментально измеряемая азимутальная асимметрия ϵ резонансно рассеянных фотонов даётся (как и в предыдущем методе, использующем пучок линейно поляризованных фотонов) соотношением:

$$\epsilon = \frac{N_{\perp} - N_{\parallel}}{N_{\perp} + N_{\parallel}},$$

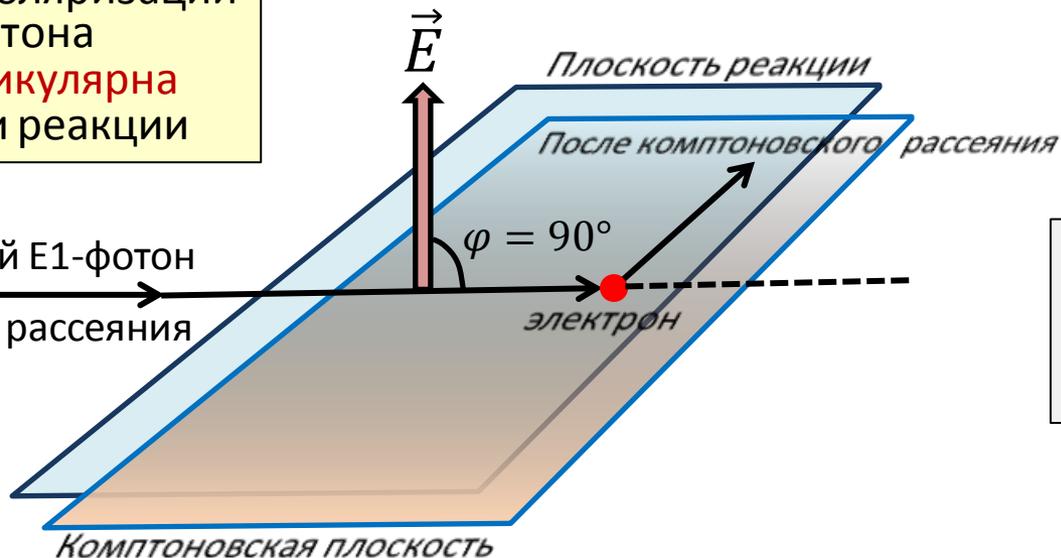
но в данном случае, в отличие от ранее рассмотренного метода, величины N_{\perp} и N_{\parallel} относятся к комптоновским, а не резонансно рассеянным фотонам.



Геометрия комптоновского рассеяния отдельного фотона

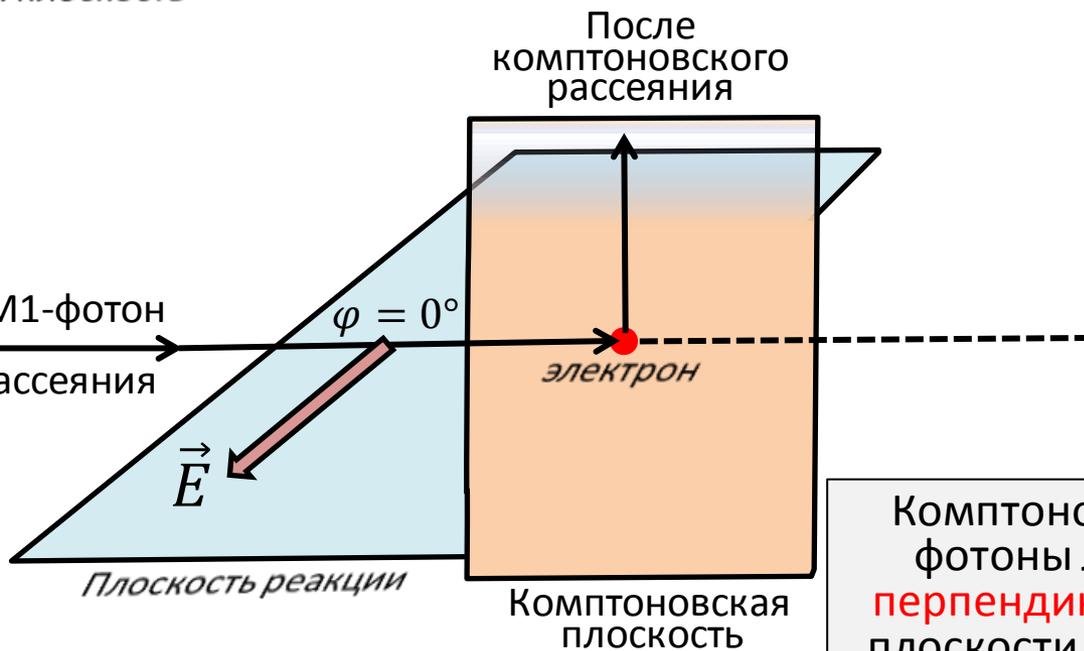
Плоскость поляризации
E1-фотона
перпендикулярна
плоскости реакции

Анализируемый E1-фотон
до
комптоновского рассеяния



Комптоновские
фотоны летят
вдоль
плоскости реакции

Анализируемый M1-фотон
до
комптоновского рассеяния



Плоскость поляризации
M1-фотона
параллельна
плоскости реакции

Комптоновские
фотоны летят
перпендикулярно
плоскости реакции

Упростим рассмотрение с помощью следующей идеализации.

Пусть каждый фотон в результате комптоновского рассеяния летит в направлении перпендикулярном электрическому вектору \vec{E} , т. е. под углом $\phi = 90^\circ$ к нему.

Тогда фотоны, поляризованные перпендикулярно плоскости реакции, после комптоновского рассеяния будут двигаться параллельно этой плоскости и, наоборот, фотоны, поляризованные параллельно плоскости реакции, после комптоновского рассеяния будут лететь перпендикулярно этой плоскости.

«Параллельная» (\parallel) плоскости реакции поляризация ЯРФ-фотонов сменится «перпендикулярным» (\perp) направлением комптоновских фотонов и наоборот.

Поэтому можем записать

$$\epsilon = \frac{N_{\perp} - N_{\parallel}}{N_{\perp} + N_{\parallel}} = \frac{W_{\parallel} - W_{\perp}}{W_{\parallel} + W_{\perp}} = P_{\gamma}(\theta).$$

Таким образом, определение азимутальной асимметрии резонансно рассеянных фотонов с помощью комптоновского рассеяния в принципе позволяет оценить их степень поляризации P_{γ} и с помощью правила

$$P_{\gamma}(\theta = 90^\circ) = \begin{cases} -1 & \text{для E1,} \\ +1 & \text{для M1,} \\ +1 & \text{для E2.} \end{cases}$$

установить чётность фотонов

(а значит их тип – электрический или магнитный).

В реальной ситуации нужно использовать запись

$$\epsilon(E_\gamma) = \frac{N_\perp - N_\parallel}{N_\perp + N_\parallel} = Q(E_\gamma) \cdot P_\gamma,$$

где $Q(E_\gamma)$ – поляризационная чувствительность поляриметра (она зависит от энергии фотона и конструкции поляриметра).

Максимальной $Q(E_\gamma)$ обладает комptonовский поляриметр с точечными рассеивателем и поглотителями фотонов

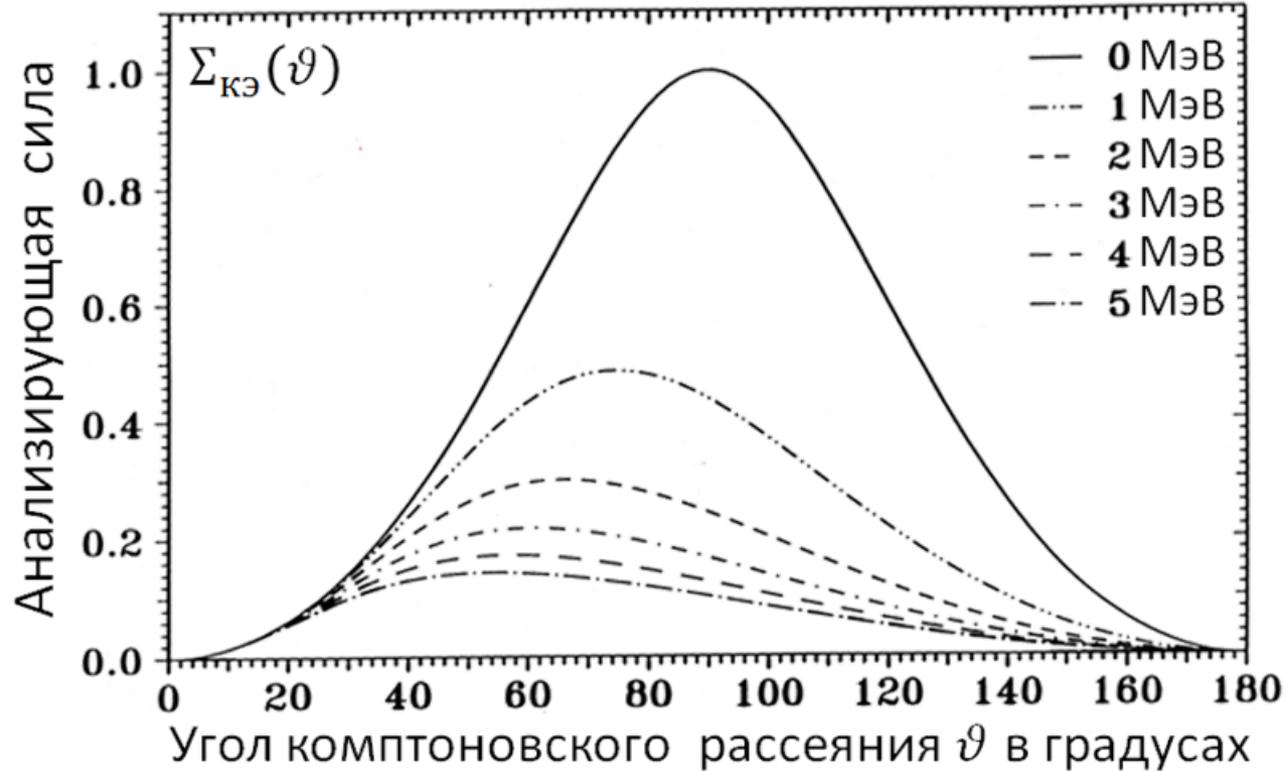
(конструкция комptonовского поляриметра описывается ниже).

Поляризационная чувствительность такого поляриметра даётся анализирующей силой Комpton-эффекта $\Sigma_{\text{кэ}}$, которая записывается следующим образом:

$$\Sigma_{\text{кэ}} = \frac{\frac{d\sigma}{d\Omega}(\vartheta, \phi = 90^\circ) - \frac{d\sigma}{d\Omega}(\vartheta, \phi = 0^\circ)}{\frac{d\sigma}{d\Omega}(\vartheta, \phi = 90^\circ) + \frac{d\sigma}{d\Omega}(\vartheta, \phi = 0^\circ)},$$

Анализирующая сила $\Sigma_{\text{кэ}}$ зависит от угла рассеяния ϑ .

Анализирующая сила $\Sigma_{кэ}$ как функция угла рассеяния ϑ для фотонов с энергиями в интервале от 0 до 5 МэВ показана на рисунке.



Оптимальный угол рассеяния для фотонов низких энергий равен 90° .

Поляризационная чувствительность $Q(E_\gamma)$ комптоновского поляриметра с точечными рассеивателем и поглотителями в этом случае равна $\Sigma_{кэ}(\vartheta = 90^\circ, E_\gamma)$, т. е.

$$Q(E_\gamma) = \Sigma_{кэ}(\vartheta = 90^\circ, E_\gamma).$$

В реальной ситуации с рассеивателем и поглотителями конечных размеров приходится интегрировать по некой области углов рассеяния, что значительно снижает эффективную поляризационную чувствительность поляриметра.

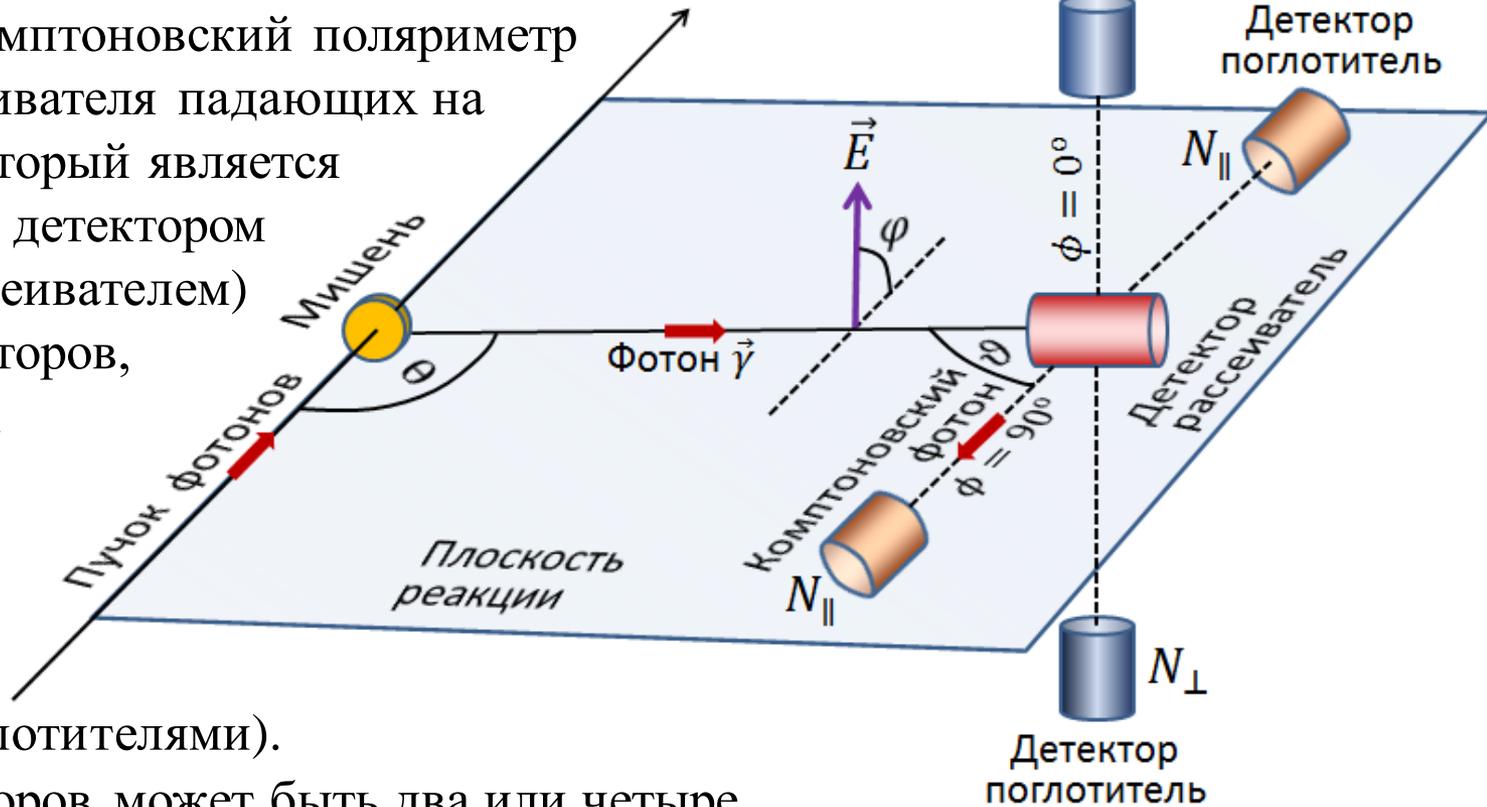
Из только что показанного рисунка видно, что для фотонов с $E_\gamma \rightarrow 0$ анализирующая сила достигает максимального значения $\Sigma_{кЭ}^{max} = 1$.

С увеличением энергии фотона анализирующая сила быстро уменьшается, а оптимальный угол рассеяния постепенно сдвигается к меньшим углам.

Уменьшение анализирующей силы и оптимального угла рассеяния с ростом энергии фотона ограничивает возможности комптоновского рассеяния как практического способа определения линейной поляризации фотона энергиями ниже 5 МэВ.

Устройство комптоновского поляриметра. Примеры результатов

Классический комптоновский поляриметр состоит из рассеивателя падающих на него фотонов, который является и их внутренним детектором (детектором-рассеивателем) и внешних детекторов, регистрирующих комптоновски рассеянные фотоны (они названы детекторами-поглотителями).



Внешних детекторов может быть два или четыре (последний вариант предпочтительнее для лучшей юстировки).

Внешние детекторы располагаются крестообразно и симметрично относительно рассеивателя под углами $\phi = 0^\circ$ и 90° . Углы θ и ϑ обычно выбираются равными 90° . Два детектора, регистрируют N_\perp комптоновски рассеянных фотонов, летящих вертикально плоскости реакции, два других – N_\parallel комптоновски рассеянных фотонов, летящих параллельно плоскости реакции.

Каждый из внешних детекторов

включён в схему совпадений с внутренним детектором-рассеивателем.

Таким образом, появление сигнала совпадения позволяет однозначно установить, в каком направлении относительно плоскости реакции (перпендикулярно или параллельно ей)

летит комптоновски рассеянный анализируемый фотон.

По суммарному сигналу с внутреннего и одного из внешних детекторов, с которым зафиксировано совпадение, определяется энергия анализируемого фотона.

Все детекторы (как внутренний, так и внешние)

являются германиевыми детекторами коаксиального типа.

После накопления необходимой статистики по N_{\perp} - и N_{\parallel} -событиям с помощью соотношения

$$\epsilon(E_{\gamma}) = \frac{N_{\perp} - N_{\parallel}}{N_{\perp} + N_{\parallel}} = Q(E_{\gamma}) \cdot P_{\gamma},$$

определяется величина и знак степени поляризации P_{γ} и далее, используя

$$P_{\gamma}(\theta = 90^{\circ}) = \begin{cases} -1 & \text{для E1,} \\ +1 & \text{для M1,} \\ +1 & \text{для E2.} \end{cases}$$

устанавливается чётность γ -перехода.

До 1983 г. разрабатывались и применялись только классические комптоновские поляриметры, состоящие из трёх или пяти детекторов.

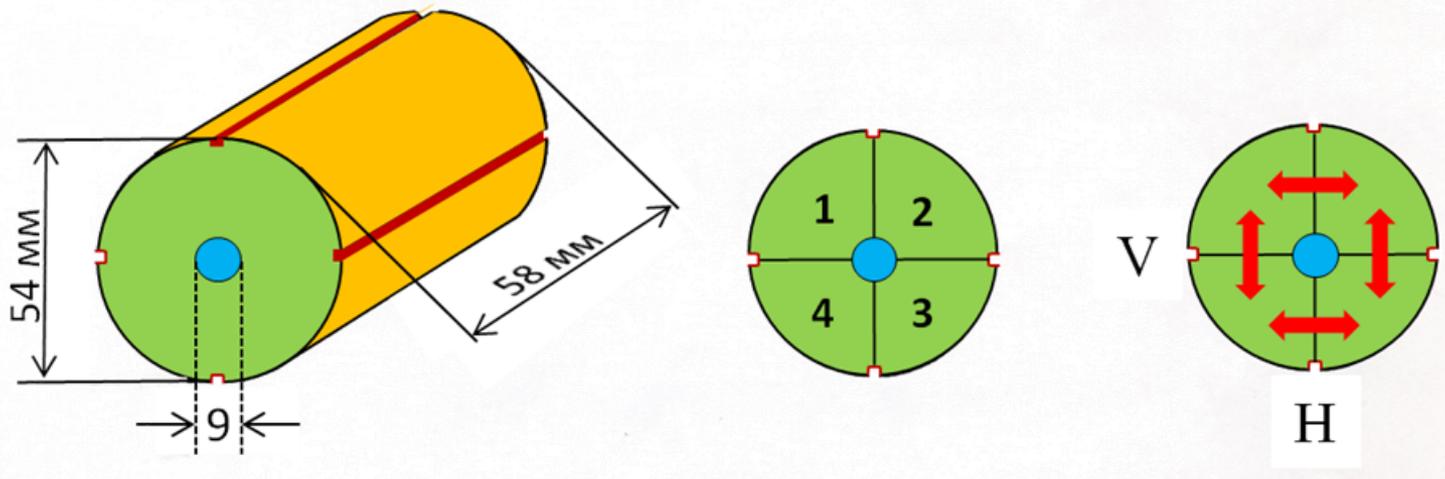
С 1983 г. благодаря появлению германиевых кристаллов большого объёма стали разрабатываться поляриметры, сконструированные из одного германиевого кристалла.

Использовалось сегментирование (деление) внешней поверхности кристалла и соответственно его внешнего электрода на несколько независимых частей.

Эти внешние электроды вместе с общим внутренним электродом кристалла создавали систему из нескольких детекторов, ориентированных в различных направлениях относительно центра кристалла и воспроизводящую в миниатюре структуру классического комптоновского поляриметра из нескольких независимых германиевых кристаллов.

Мы здесь опишем устройство такого сегментированного германиевого детектора, использованного с 1990 г. в качестве комптоновского поляриметра в Институте физики излучений Штуттгартского университета (Германия).

Схема четырёхкратно сегментированного однокристалльного комптоновского поляриметра этого университета показана на следующем рисунке.



Рассматриваемый поляриметр состоит из коаксиального HPGe-кристалла р-типа с чувствительным объёмом $\approx 130 \text{ см}^3$ и внешним контактом п-типа, разделённым на четыре изолированные поверхности, что создаёт четыре электрически разделённых сектора. Внешние поверхности каждого сектора и внутренний осевой общий для всех секторов контакт р-типа присоединены к четырём отдельным предусилителям.

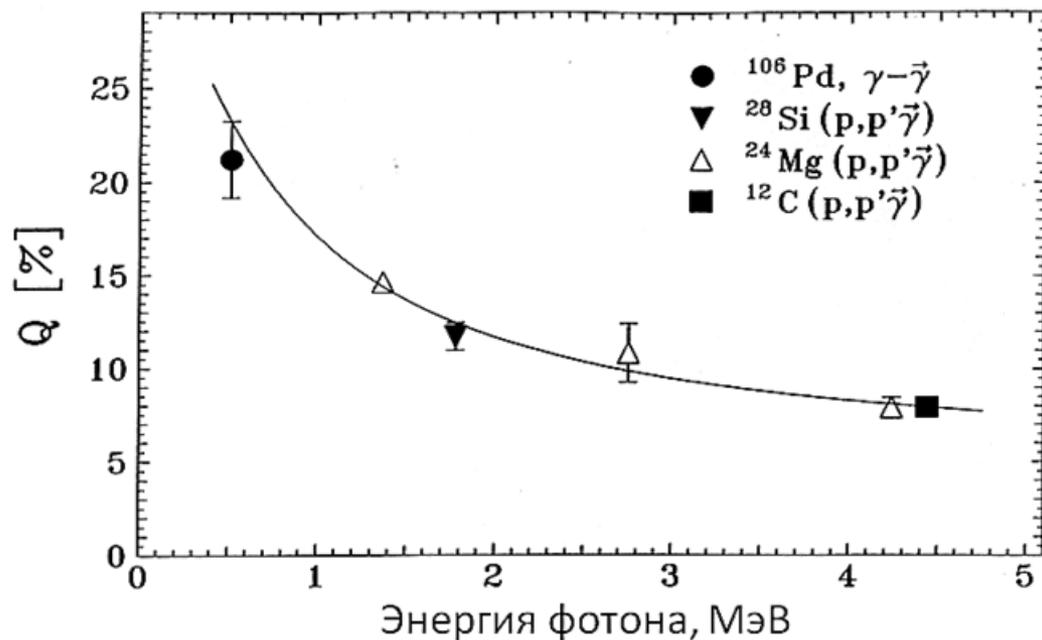
Сигнал от центрального контакта даёт непосредственную информацию о полной энергии фотона.

Каждый из четырёх секторов действует как рассеиватель и поглотитель.

Сигналы от секторов используются, чтобы определить плоскости комптоновского рассеяния. Это осуществляется отбором соответствующих сигналов совпадений. Вертикальная (Vertical) и горизонтальная (Horizontal) плоскости комптоновского рассеяния идентифицируются принадлежностью сигналов к соответствующим режимам совпадений. Стрелки на правом рисунке указывают те сектора, которые связаны схемой совпадений.

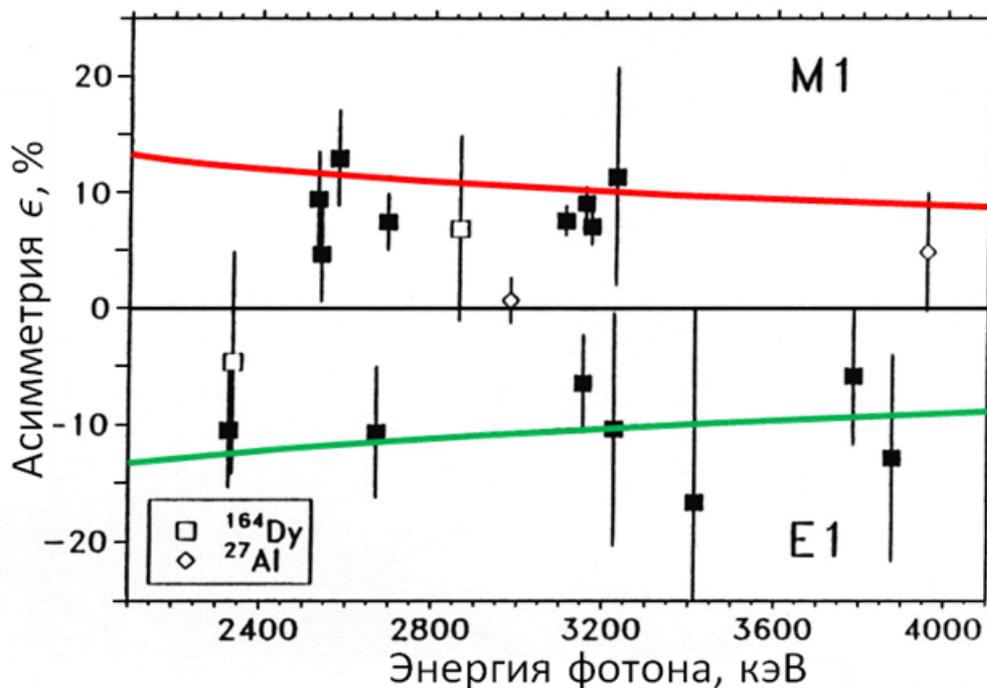
Однокристалльный комптоновский поляриметр имеет более низкую поляризационную чувствительность $Q(E_\gamma)$, чем классический (трёх- или пяти-кристальный), так как развёрнутая геометрия последнего позволяет выбирать оптимальный угол комптоновского рассеяния в зависимости от энергии фотона. Вместе с тем однокристалльная модификация обладает двумя существенными преимуществами, которые делают его использование более предпочтительным. Во-первых, отпадает необходимость суммирования сигналов с внутреннего и внешних детекторов для того чтобы определить полную энергию падающего на поляриметр фотона. Во-вторых, у однокристалльного поляриметра вследствие более сжатой геометрии и большого телесного угла существенно более высокая эффективность к совпадениям $\epsilon_{\text{совп}}$.

Поляризационная чувствительность детектора $Q(E_\gamma)$, показана на рисунке:

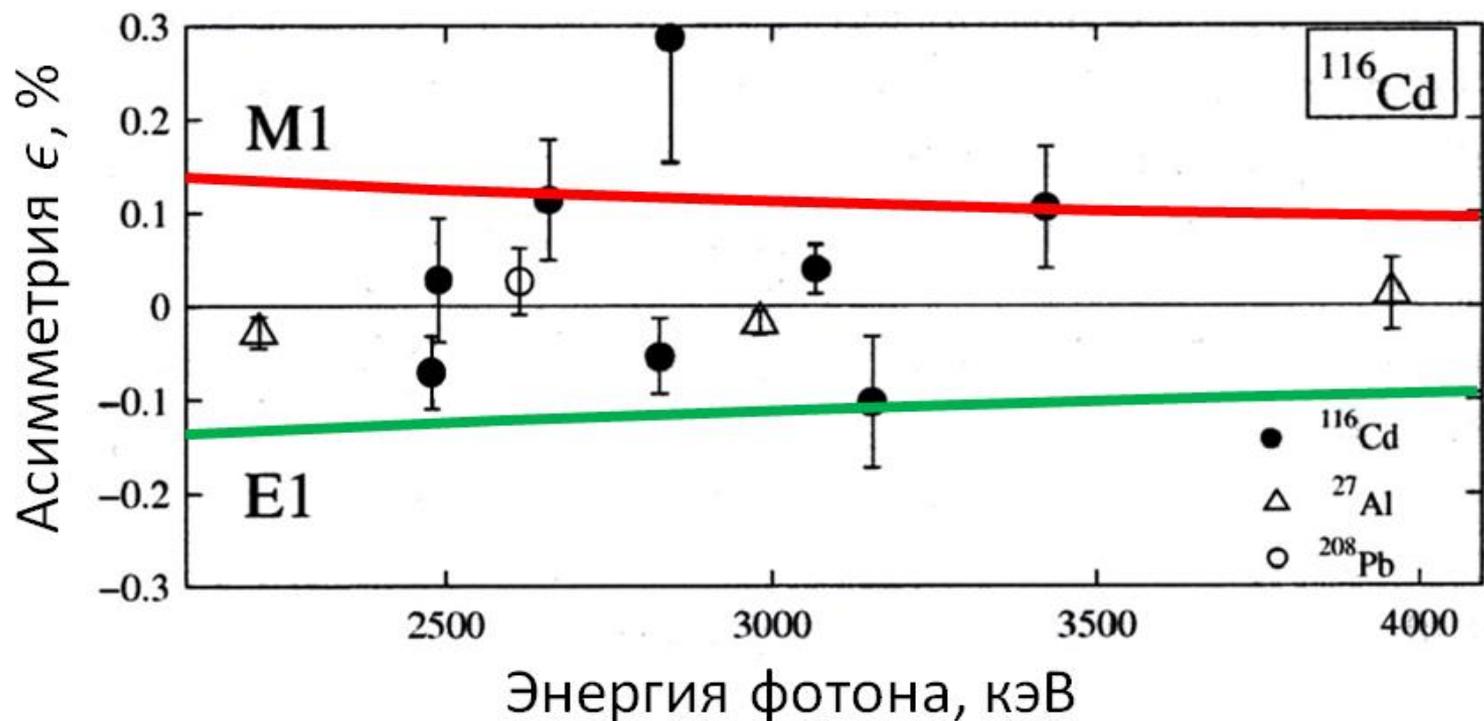


Основные характеристики четырёхсекторного однокристалльного комптоновского поляриметра Штуттгартского университета указаны в таблице

Энергетическое разрешение ΔE_γ	2,2 кэВ при 1,332 МэВ
Относительная эффективность	25% при 1,332 МэВ
Эффективность к совпадениям $\epsilon_{\text{совп}}$	25% при 3 МэВ
Поляризационная чувствительность Q	20% при 0,5 МэВ 9,5% при 4,4 МэВ



Экспериментально определённые азимутальные асимметрии дипольных переходов в реакции $^{164}_{66}\text{Dy}(\gamma, \bar{\gamma}')$. Ромбы отмечают калибровочные переходы в ^{27}Al . Светлые квадратики относятся к двум переходам, чётность которых нуждается в уточнении. Цветные линии – ожидаемые асимметрии для чистых M1- и E1-переходов.



Экспериментально определённые азимутальные асимметрии
дипольных переходов в реакции $^{116}_{48}\text{Cd}(\gamma, \vec{\gamma}')$.

Приведены также данные для неполяризованных переходов в ^{27}Al и ^{208}Pb .
Цветные линии – ожидаемые асимметрии для чистых M1- и E1-переходов.