

- **Поляризационные корреляции запутанных и некогерентных аннигиляционных фотонов.**
- **Возможности квантовых измерений в ядерной физике.**

**А. Ивашкин
ОЭФ, ИЯИ РАН
ivashkin@inr.ru**

Стартовая точка: ЭПР парадокс

Парадокс Эйнштейна-Подольского-Розена (в модификации Боба)

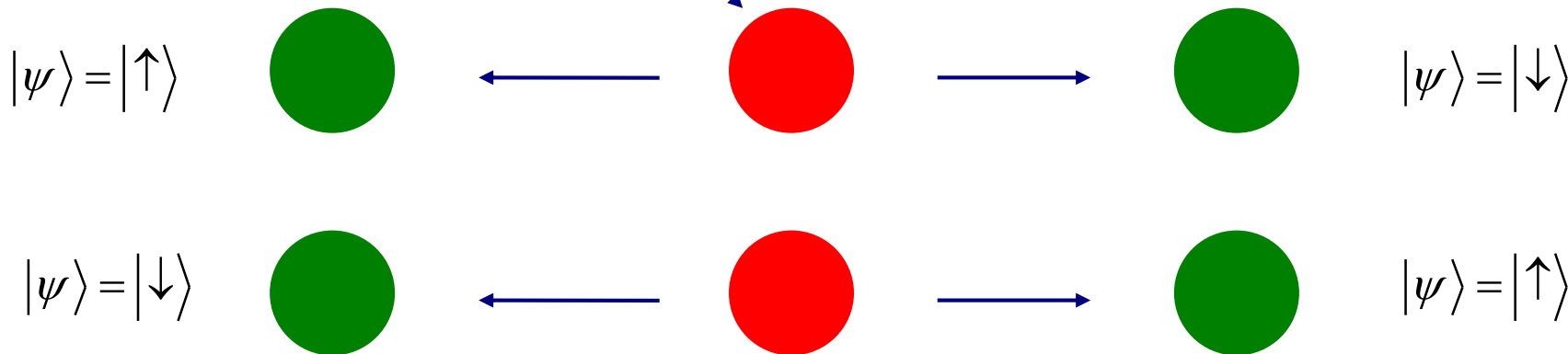
Пусть есть сложная нестабильная частица,
состоящая из двух частиц со спином 1/2

$$|\psi\rangle = \frac{|\uparrow\rangle|\downarrow\rangle - |\downarrow\rangle|\uparrow\rangle}{\sqrt{2}}$$

синглет

$s = 0$

ЭПР пара



Эйнштейна думал, что здесь парадокс !

Сейчас это запутанные квантовые состояния!

Более подробно:

Aspect, A. (2002). Bell's Theorem: The Naive View of an Experimentalist. In: Quantum [Un]speakables. Springer, Berlin, Heidelberg. https://doi.org/10.1007/978-3-662-05032-3_9

Вводная терминология

- Состояния 1 и 2 являются независимыми (сепарабельными), если: $|\Psi\rangle = |\psi\rangle_1 \otimes |\phi\rangle_2$

Состояния 1 и 2 называются чистыми, т.е. могут быть описаны волновыми функциями. В системе, состоящей из двух сепарабельных подсистем, действия, выполненные над подсистемой 1, не изменяют свойства подсистемы 2.

- Система, состоящая из двух подсистем 1 и 2, называется запутанной, если:

Действия, выполненные над подсистемой 1, изменяют свойства подсистемы 2.

$$|\Psi\rangle \neq |\psi\rangle_1 \otimes |\phi\rangle_2$$

Обычно рассматривают запутанные состояния поляризаций двух частиц A и B:

$$\Psi = |H\rangle_A |V\rangle_B + |V\rangle_A |H\rangle_B$$

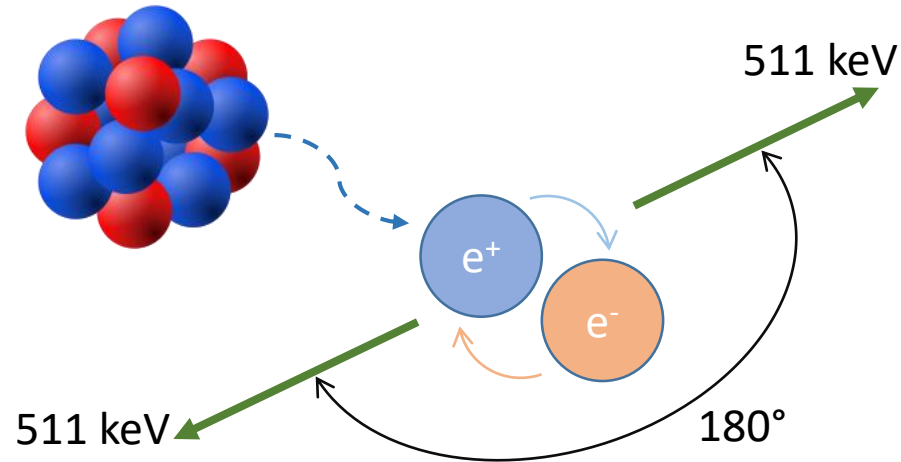
V = Vertical Polarization

H = Horizontal Polarization

- **Декогеренция** – разрушения суперпозиции состояний, переход от чистого состояния к смешанному и/или сепарабельному.
- Декогерентное (смешанное) состояние описывается матрицей плотности.
- Смешанное состояние возникает при измерении чистых состояний.

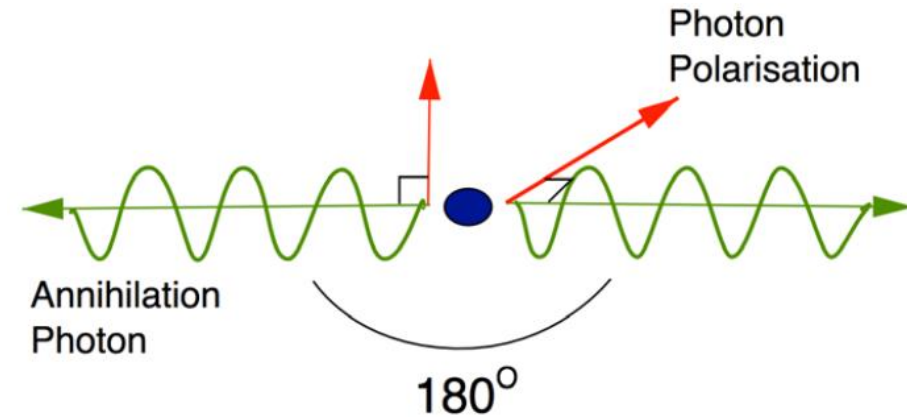
Запутанные аннигиляционные фотоны

(двух-фотонная электрон-позитронная аннигиляция в покое)



Согласно законам сохранения углового момента и четности вектор состояния двух фотонов равен:

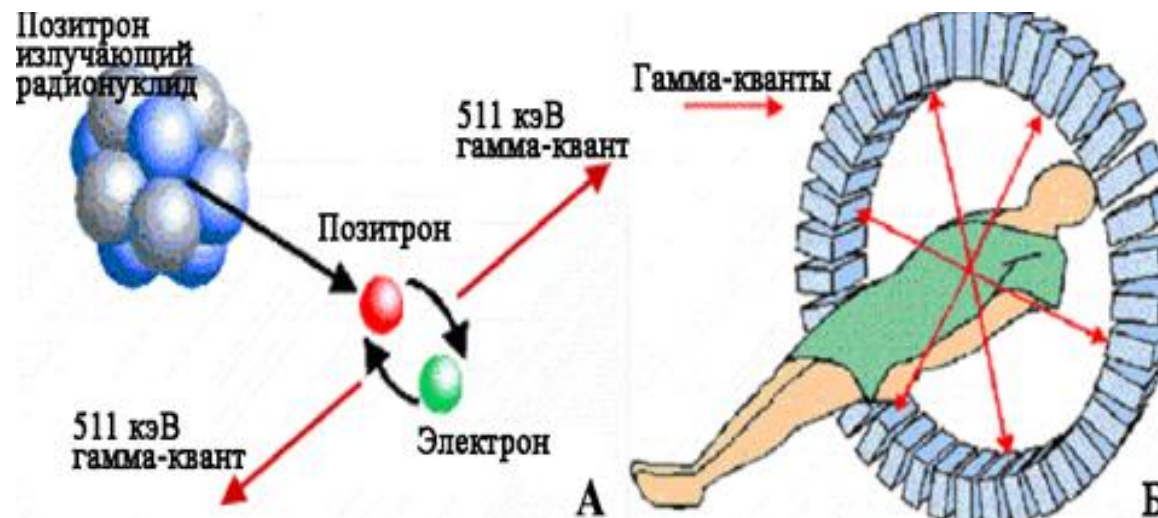
$$\Psi = |H\rangle_1 |V\rangle_2 + |V\rangle_1 |H\rangle_2$$



- Каждый фотон в паре не имеет определенного поляризационного состояния, но поляризации фотонов в паре перпендикулярны.
- Согласно КМ фотоны находятся в максимально запутанном состоянии.
- Высокая энергия фотонов (на 5 порядков больше энергии оптических фотонов) позволяет создать контролируемый процесс декогеренции.

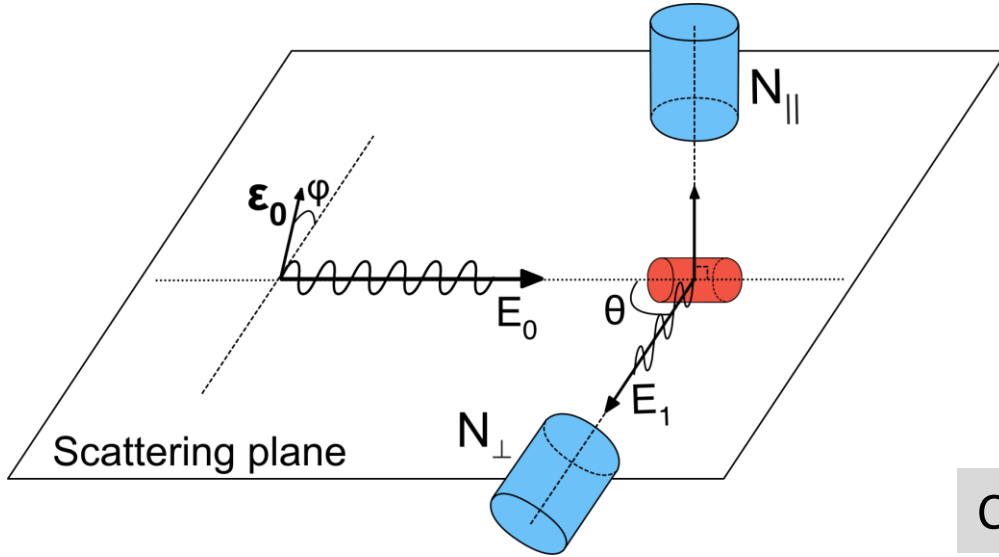
Мотивация эксперимента по исследованию поляризационных корреляций запутанных и декогерентных аннигиляционных фотонов:

- Аннигиляционные фотоны были первой системой, в которой изучалась запутанность квантовых состояний в комптоновском рассеянии, но декогерентные фотоны не были изучены совсем;
- Теоретические расчеты сечений (корреляций) комптоновского рассеивания запутанных и декогерентных фотонов дают противоречивые результаты;
- Запутанность аннигиляционных фотонов предполагается использовать в позитрон-эмиссионных томографах (ПЭТ) нового поколения.



Метод измерения поляризации фотонов высоких энергий

Только комптоновское рассеяние применимо для поляризационных измерений!



Differential cross-section of Compton is given by **Klein-Nishina formula**:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta, \phi) = \frac{1}{2} \cdot \frac{e^2}{m_e c^2} \cdot \frac{E_{\gamma_1}^2}{E_{\gamma}^2} \cdot \left(\frac{E_{\gamma_1}}{E_{\gamma}} + \frac{E_{\gamma}}{E_{\gamma_1}} - 2 \sin^2 \theta \cos^2 \phi \right)$$

Угол между плоскостью рассеивания и поляризацией.

Сечение максимально при $\phi = \pi/2$!

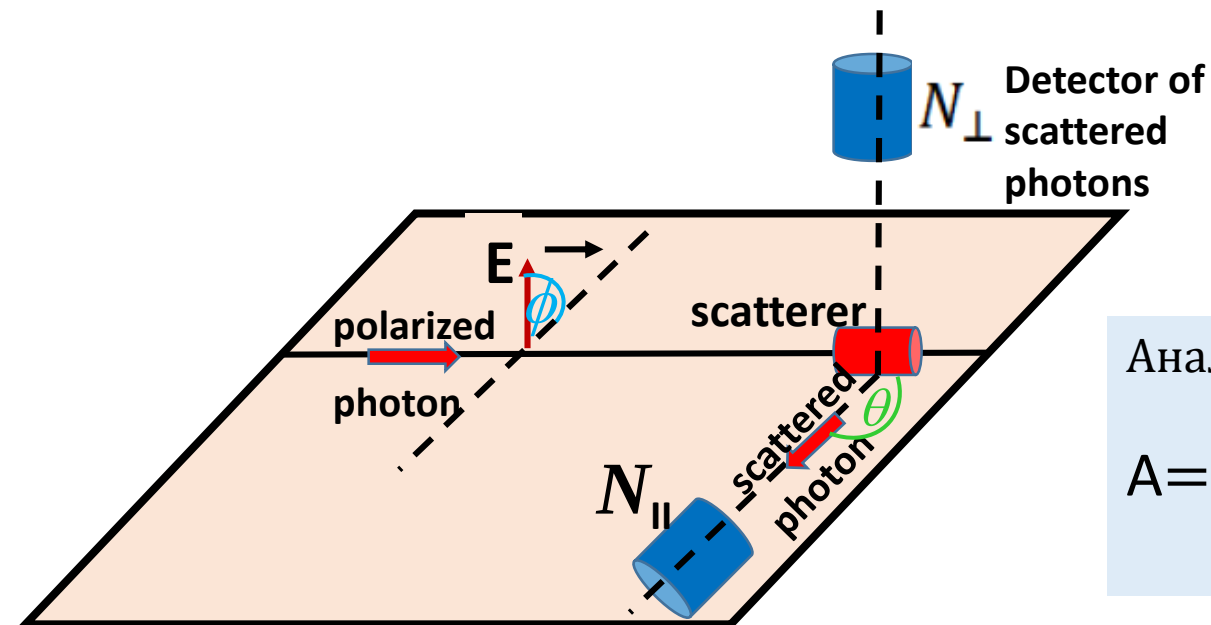
Преимущественно плоскость рассеивания перпендикулярна поляризации начального фотона.

(Импульс рассеянного фотона перпендикулярен поляризации)

Для поляризационных измерений используются комптоновские поляриметры.

Комптоновские поляриметры

Поляризация начального фотона может быть определена по импульсу рассеянного фотона.



Анализирующая способность:

$$A = \frac{N_{\parallel} - N_{\perp}}{N_{\parallel} + N_{\perp}}$$

Анализирующая способность комптоновского поляриметра:

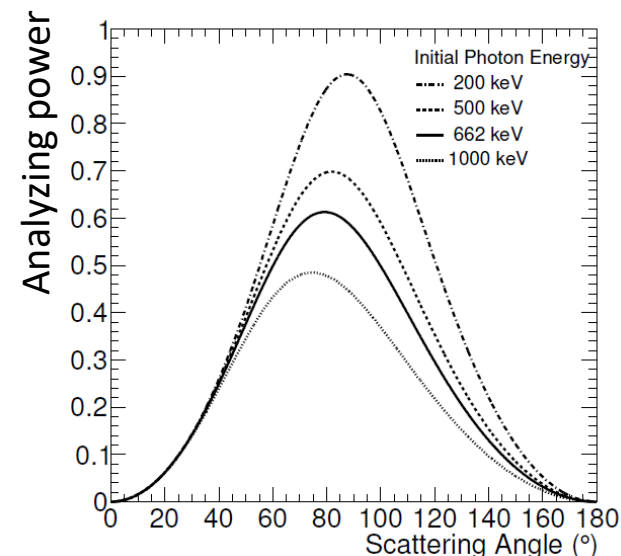
$$A = \frac{\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta, \phi=90^\circ) - \frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta, \phi=0^\circ)}{\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta, \phi=90^\circ) + \frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta, \phi=0^\circ)} = \frac{\sin^2 \theta}{\frac{E_{\gamma 1}}{E_{\gamma}} + \frac{E_{\gamma}}{E_{\gamma 1}} - \sin^2 \theta}$$

Максимальная $A=0.7$ для 511 keV фотонов (угол рассеяния= 82°).

A значительно меньше 1.

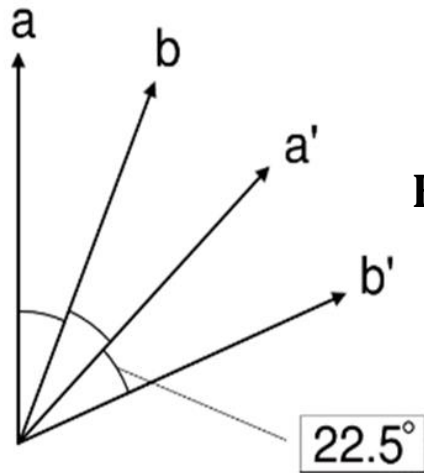
Такая малая анализирующая способность приводит к проблемам в измерениях запутанных гамма-квантов.

Для сравнения: оптические поляриметры имеют $A \sim 1$.



Как доказать запутанность двух фотонов?

Традиционный способ: постройка корреляционных коэффициентов и функций, основанных на (CHSH-) неравенстве Белла :



Корреляционные коэффициенты:
$$E(\vec{a}, \vec{b}) = \frac{N(\vec{a}_{||}, \vec{b}_{||}) + N(\vec{a}_{\perp}, \vec{b}_{\perp}) - N(\vec{a}_{||}, \vec{b}_{\perp}) - N(\vec{a}_{\perp}, \vec{b}_{||})}{N(\vec{a}_{||}, \vec{b}_{||}) + N(\vec{a}_{\perp}, \vec{b}_{\perp}) + N(\vec{a}_{||}, \vec{b}_{\perp}) + N(\vec{a}_{\perp}, \vec{b}_{||})}$$

N – количество совпадений между соответствующими счетчиками двух-канальных поляриметров

Корреляционная функция для идеального поляриметра($A=1$):

$$S = E(\vec{a}, \vec{b}) - E(\vec{a}, \vec{b}') + E(\vec{a}', \vec{b}) + E(\vec{a}', \vec{b}')$$

Оптимальные углы между комптоновскими поляриметрами

Согласно (CHSH-) неравенству Белла:

- $S < 2$ для независимых фотонов;
- Максимум $S = 2\sqrt{2}$ для запутанных фотонов.

**Для неидеального поляриметра: $S \Rightarrow S' = S * A^2 \Rightarrow S' < 2$
для комптоновского поляриметра ($A^2 < 0.5$)!**

Запутанность аннигиляционных фотонов не может быть доказана прямо из неравенства Белла из-за низкой анализирующей способности($A \sim 0.7$)

Для доказательства запутанности аннигиляционных фотонов использовалась азимутальная асимметрия в угловых распределениях рассеянных гамма-квантов (вместо неравенства Белла)

История исследований аннигиляционных фотонов (теория)

Snyder H S, Pasternack S and Hornbostel J, - 1948 Angular correlation of scattered annihilation radiation Phys. Rev. 73 440-448

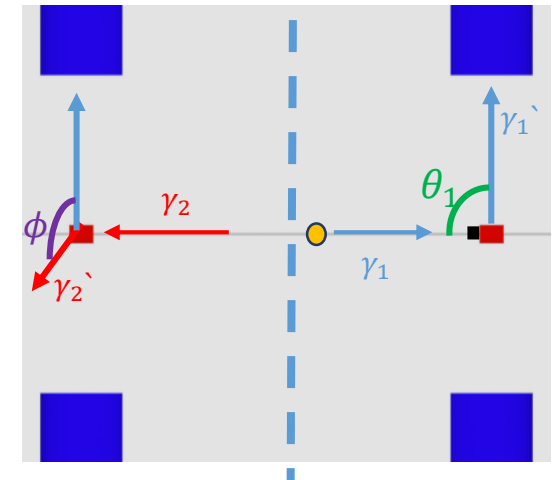
Исходя из вида общей волновой функции двух фотонов и формулы Клейна-Нишины получены угловые азимутальные корреляции рассеянных фотонов:
(о запутанности речи пока нет!)

$$P_{12}(E_1, E_2, \phi) = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega_1} \right)_{NP} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega_2} \right)_{NP} [1 - \alpha(\theta_1)\alpha(\theta_2)\cos(2\phi)]$$

Зависимость отношения числа зарегистрированных фотонов от угла между

фотонами: $R_{theory}(\theta) = \frac{N(\phi=\frac{\pi}{2})}{N(\phi=0)} = 1 + \frac{2\sin^4\theta}{\gamma^2 - 2\gamma\sin^2\theta}; \quad \gamma = 2 - \cos\theta + (2 - \cos\theta)^{-1}$

$$R = 2.83 \text{ for } \theta = 82^\circ \text{ or } R = 2.6 \text{ for } \theta = 90^\circ$$



1957 г. – год начала исследования запутанности квантовых состояний!

D. Bohm and Y. Aharonov, 1957, Phys. Rev. 108, 1070:

- Система двух аннигиляционных фотонов запутана и является примером ЕПР-пар.
- Для запутанной волновой функции $\Psi = |H\rangle_1 |V\rangle_2 + |V\rangle_1 |H\rangle_2$ $R > 2$.
- Во всех остальных случаях $R < 2$.

➤ Для декогерентного (смешанного) состояния $\rho = \frac{1}{2}|HV\rangle\langle HV| + \frac{1}{2}|VH\rangle\langle VH|$ $R = 1$.

Неравенства Белла еще нет, но запутанность уже проверяется по величине угловых корреляций!

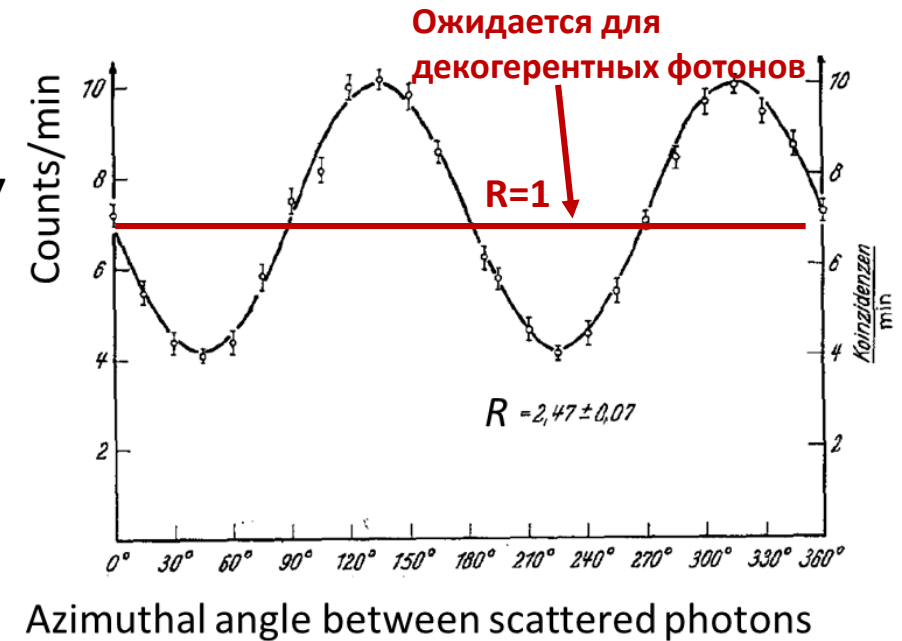
История исследований аннигиляционных фотонов (эксперимент)

После теоретической работы (D. Bohm and Y. Aharonov) были проведены около десятка экспериментов по исследованию угловых корреляций рассеянных аннигиляционных фотонов. Внимание было сконцентрировано на получение максимального R - зависимости отношения числа зарегистрированных фотонов от угла между фотонами.

Лучшие экспериментальные значения:

H. Langhof, Zeitschrift fur Physik 160, 186-193 (1960) $R = 2.47 \pm 0.07$
L. Kasday, J. Ullman and C. Wu C1971-1996, Nuovo Cimento B 25 633-61 (1975) $R = 2.33 \pm 0.10$

В то время (около полувека назад!) авторы статей верили, что они экспериментально доказали запутанность аннигиляционных фотонов. Но многие физики считали, что авторы просто подтвердили теоретические расчеты КМ.



Доверие к работе (D. Bohm and Y. Aharonov) было настолько велико, что никто не померил декогерентные фотоны.

После открытия спонтанного параметрического преобразования и простого способа получения запутанных оптических фотонов интерес к аннигиляционным фотонам был потерян на протяжении полувека!

Современная ситуация с аннигиляционными фотонами

D. Bohm and Y. Aharonov, 1957, Phys. Rev. 108, 1070:

- Система двух аннигиляционных фотонов запутана и является примером ЕПР-пар.
- Для запутанной волновой функции $R > 2$.
- Во всех остальных случаях $R < 2$.
- Для декогерентного (сепарабельного) состояния $R = 1$.

$$R_{theory}(\theta) = \frac{N\left(\phi = \frac{\pi}{2}\right)}{N(\phi = 0)}$$

Hiesmayr B.C. and Moskal P. Witnessing entanglement in Compton scattering processes via mutually unbiased bases Sci. Rep.9 8166 (2019)



Кинематика комптоновского рассеяния одна и та же для аннигиляционных фотонов в запутанном и сепарабельном состояниях. Запутанность фотонов экспериментально не доказана. Нужны новые наблюдаемые!

Peter Caradonna *et al.* Probing entanglement in Compton interactions J. Phys. Commun. 3 105005 (2019)

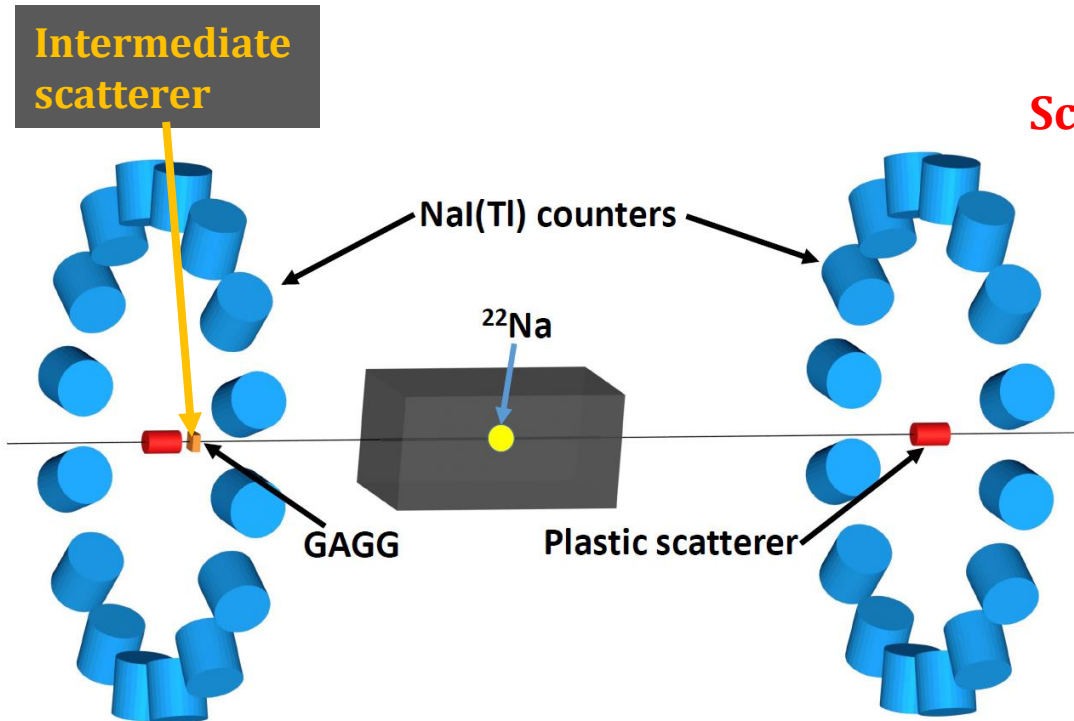


Кинематика комптоновского рассеяния аннигиляционных фотонов в запутанном и сепарабельном состояниях принципиально разная. $R=1$ для декогерентных фотонов. Но, к сожалению, последний случай никто не померил.

Чтобы выбрать правильный ответ нужны экспериментальные измерения!

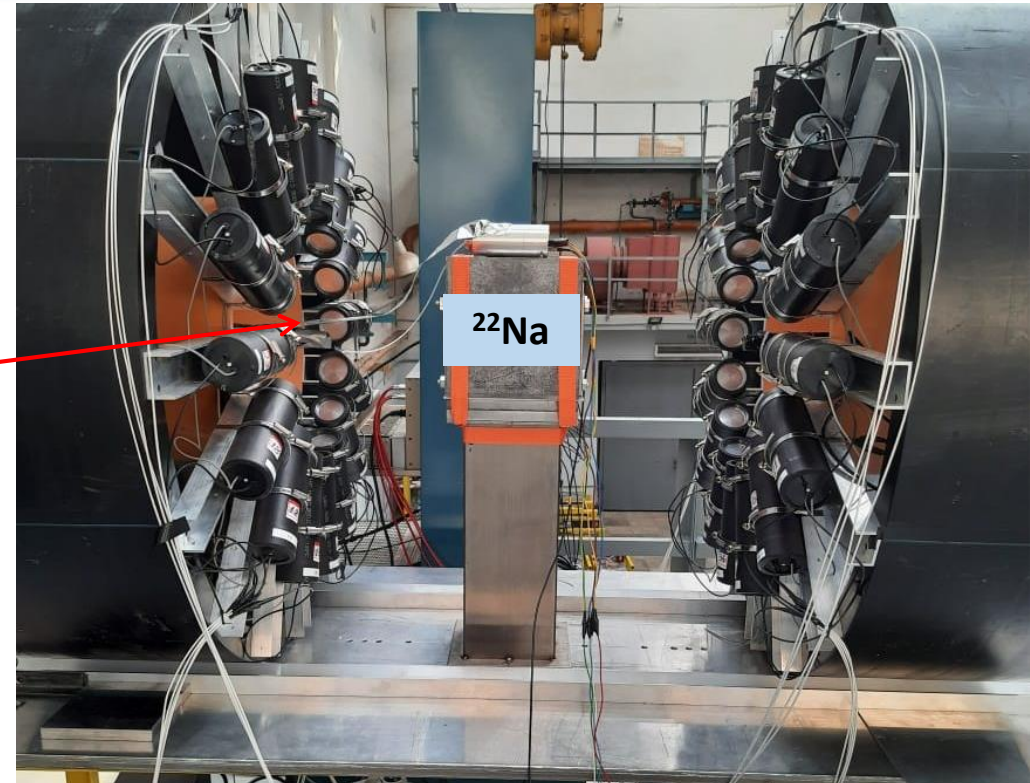
Экспериментальная установка в ИЯИ РАН

Установка позволяет выполнить измерения как начальных (запутанных), так и декогерентных аннигиляционных фотонов.



Взаимодействие в промежуточном рассеивателе приводит к коллапсу запутанного состояния и образованию декогерентной пары (смешанного состояния).

Scatterer



- Установка состоит из двух плеч.
- В каждом плече – один комптоновский рассеиватель из пластмассового сцинтиллятора.
- В каждом плече 16 NaI(Tl) детекторов расположенных под азимутальными углами $\frac{\pi}{8}$.
- Каждая пара перпендикулярно расположенных NaI(Tl) детекторов образует комптоновский поляриметр (16 поляриметров в каждом плече).

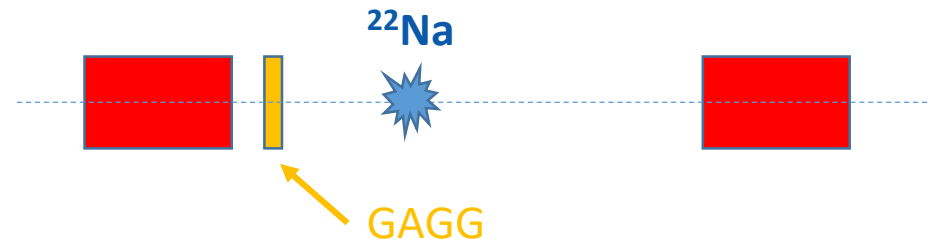
Два типа измерений поляризационных корреляций

Запутанные фотоны

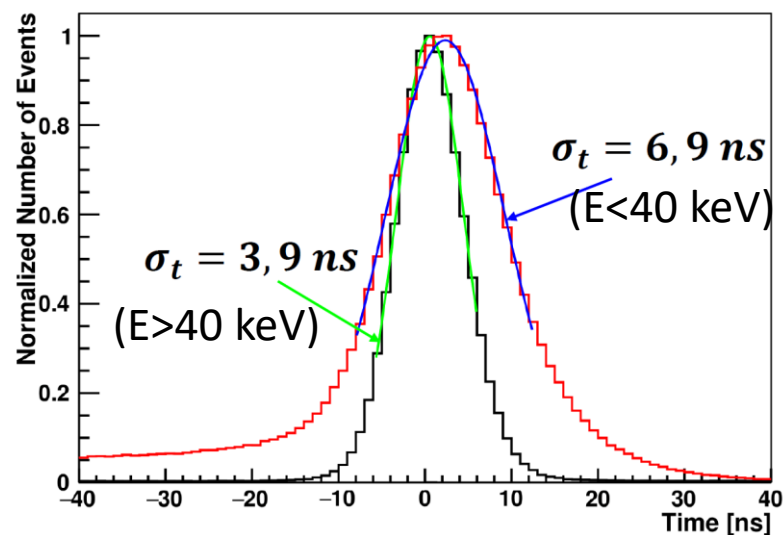


Нет энерговыделения в GAGG

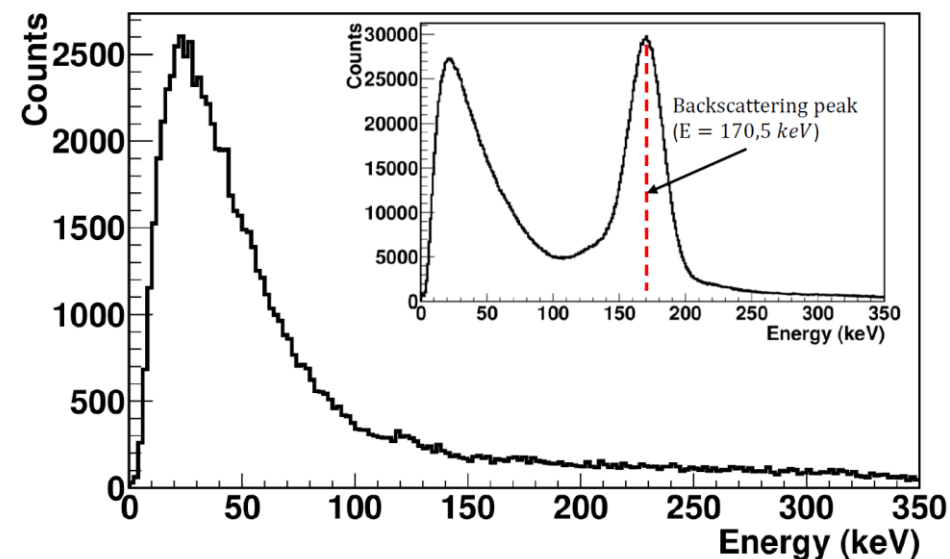
Декогерентные фотоны



Time spectrum in GAGG

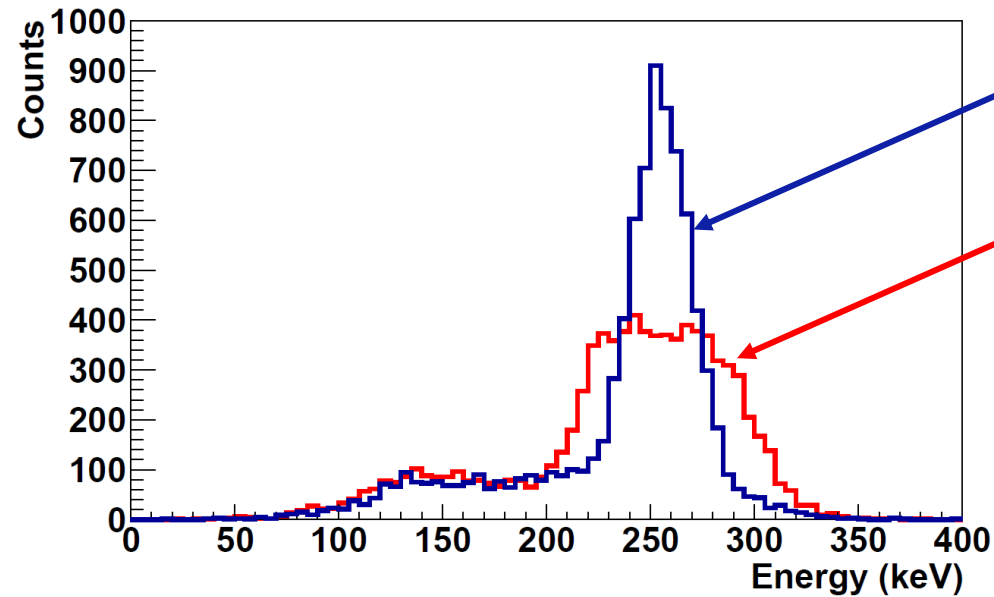


Energy spectrum in GAGG



Событие считается декогерентным, если в GAGG есть энерговыделение, а сигнал лежит в нужном временном окне.

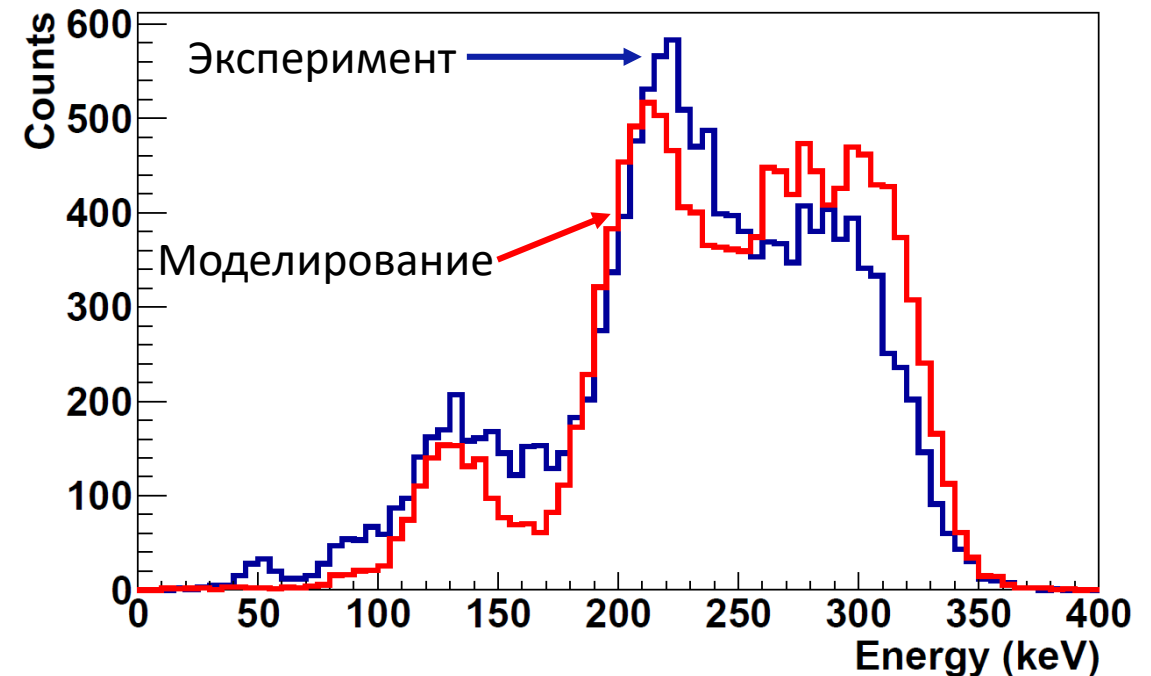
Энерговыделения в детекторах рассеянных фотонов NaI(Tl)



Запутанные фотоны (нет энергии в GAGG)

Декогерентные фотоны (есть энергия в GAGG $E < 30$ keV)

Спектр в NaI(Tl), если энергия в GAGG $E > 30$ keV



Эксперимент

Моделирование

For energy of scattered photon after Compton scattering at an angle θ : $E_{\gamma'}(\theta) = \frac{E_{\gamma}}{1 + \frac{E_{\gamma}}{m_e c^2}(1 - \cos\theta)}$

$E_{\gamma}(\gamma')$ - energies of incident and scattered photons.

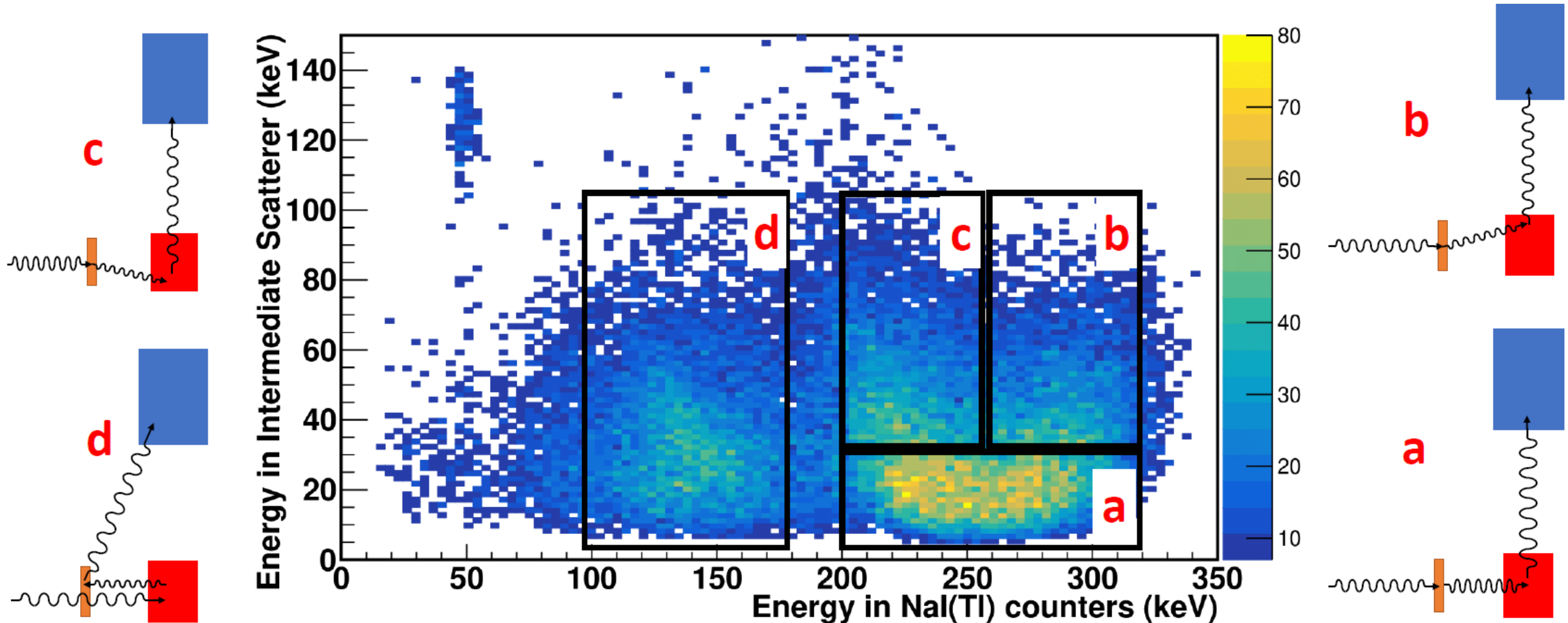
In our experiment energy $E_{\gamma} = m_e c^2$.

$$\Rightarrow E_{\gamma'}(\theta = 90^\circ) = \frac{m_e c^2}{2} \cong 255,5 \text{ keV}$$

According to Monte Carlo:

detector(NaI) $E_{scint} = 257 \text{ keV}$ and scatterer $E_{scat} = 253 \text{ keV}$

Корреляция энерговыделений в детекторах NaI(Tl) и GAGG



Четыре типа комптоновского рассеяния в GAGG:

- a) рассеяние на очень малые углы $\theta < 10^\circ$;
- b) рассеяние на большие углы $10^\circ < \theta < 20^\circ$ в направлении NaI(Tl);
- c) рассеяние на большие углы $10^\circ < \theta < 20^\circ$ в противоположное от NaI(Tl) направлении;
- d) обратное рассеяние на 180° .

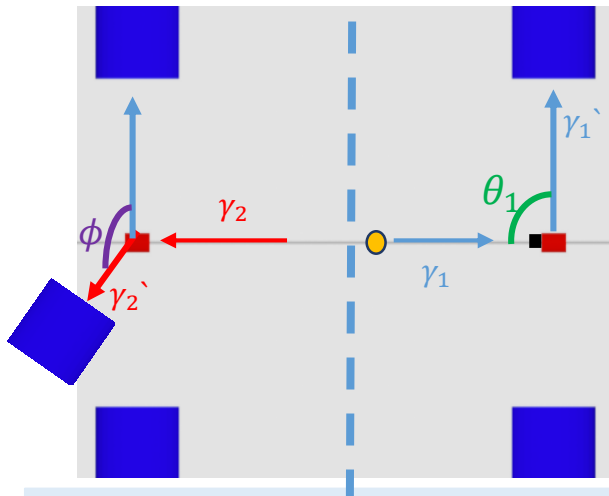
Угловые азимутальные корреляции рассеянных фотонов запутанной пары

Нет взаимодействия в промежуточном рассеивателе!

Теоретические предсказания:

$$\Psi = \frac{1}{\sqrt{2}}(|H_1 V_2\rangle + |V_1 H_2\rangle)$$

$$P_{12}(E_1, E_2, \phi) = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega_1} \right)_{NP} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega_2} \right)_{NP} [1 - \alpha(\theta_1)\alpha(\theta_2)\cos(2\phi)] \Rightarrow N(\phi) = A - B \cdot \cos(2\phi)$$



$$\alpha(\theta_i) = \frac{\sin^2 \theta_i}{\epsilon_i + \frac{1}{\epsilon_i} - \sin^2 \theta_i}$$

$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega_i} \right)_{NP}$ - for non-polarized photons.

$$\epsilon = \frac{E_{\gamma'}}{E_{\gamma}}$$

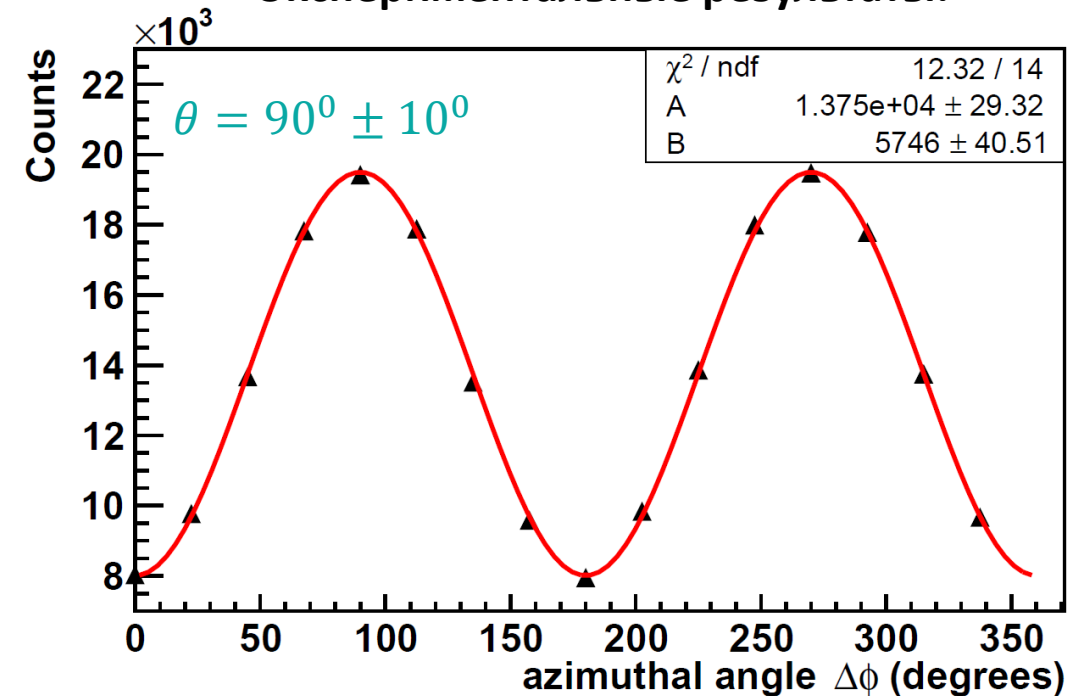
Отношение числа рассеянных фотонов в зависимости от азимутального угла:

$$R_{theory}(\theta) = \frac{N(\phi = \frac{\pi}{2})}{N(\phi = 0)} = 1 + \frac{2\sin^4 \theta}{\gamma^2 - 2\gamma \sin^2 \theta}$$

$$\gamma = 2 - \cos \theta + (2 - \cos \theta)^{-1}$$

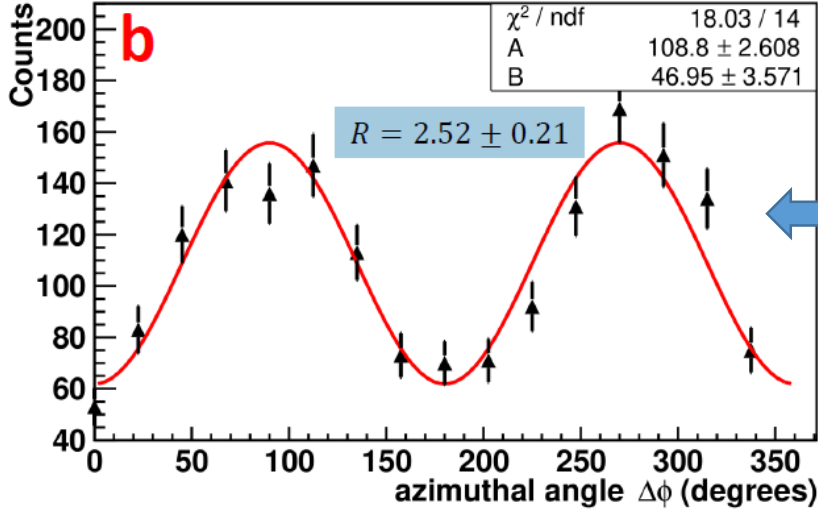
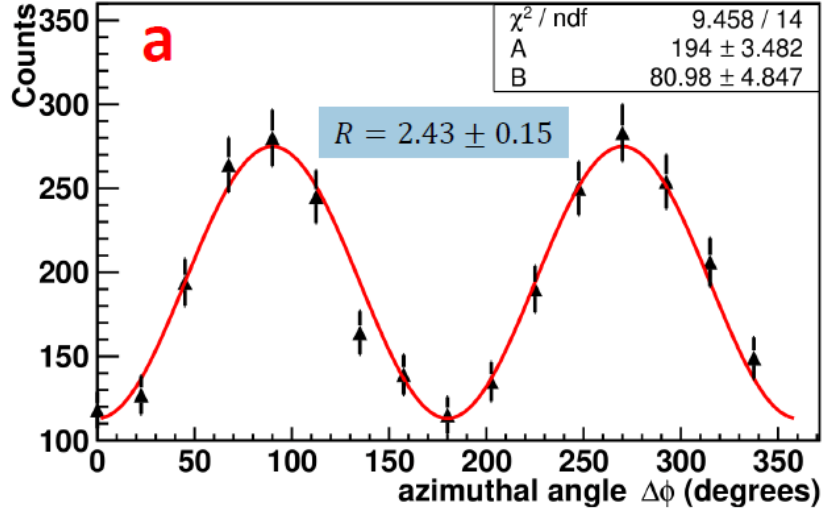
$$R_{theory}(\theta = 90^\circ \pm 10^\circ) = 2,40 \pm 0,02$$

Экспериментальные результаты:

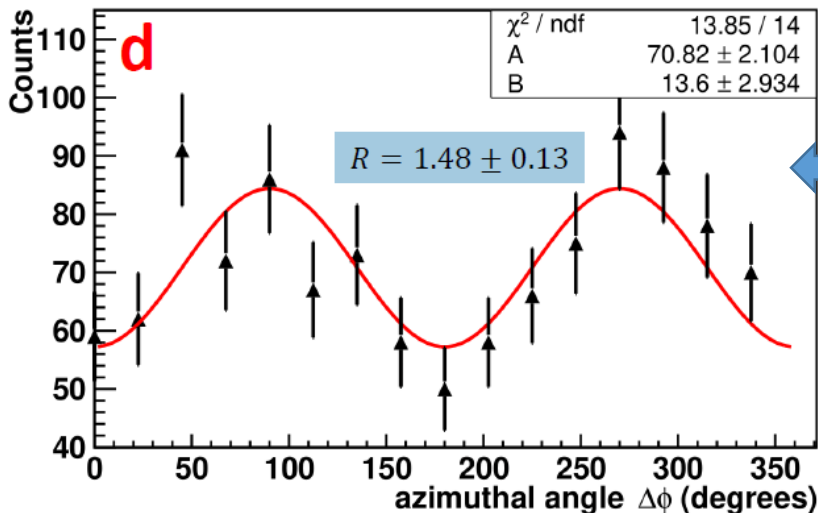
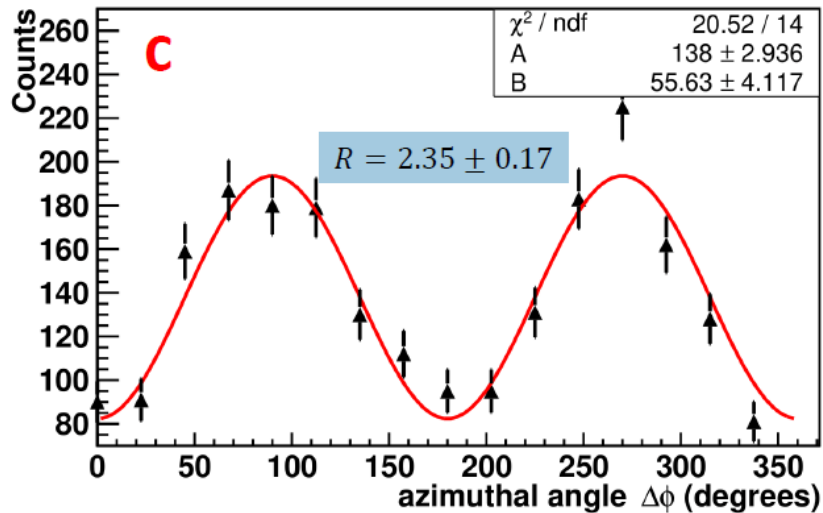


$$R_{exp}(\theta = 90^\circ \pm 10^\circ) = 2,44 \pm 0,02$$

Угловые азимутальные корреляции декогерентных фотонов



$$\rho_{\perp} = \frac{1}{2}(|H_1 V_2\rangle \langle H_1 V_2| + |V_1 H_2\rangle \langle V_1 H_2|).$$



$$\rho_{\parallel} = \frac{1}{2}(|H_1 H_2\rangle \langle H_1 H_2| + |V_1 V_2\rangle \langle V_1 V_2|)$$

$$\rho = \frac{1}{2}(\rho_{\perp} + \rho_{\parallel}).$$

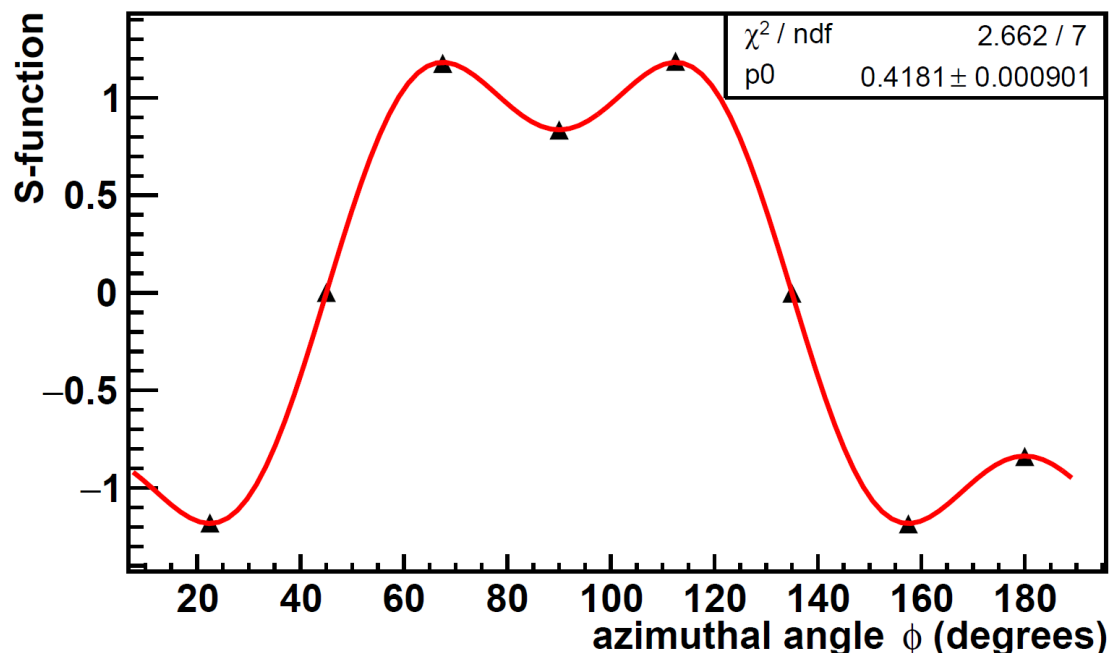
Угловые корреляции запутанных и декогерентных фотонов практически совпадают для всех случаев комптоновского рассеяния за исключением обратного рассеяния, где происходит деполяризация фотона.

Корреляционные функции в неравенстве Белла

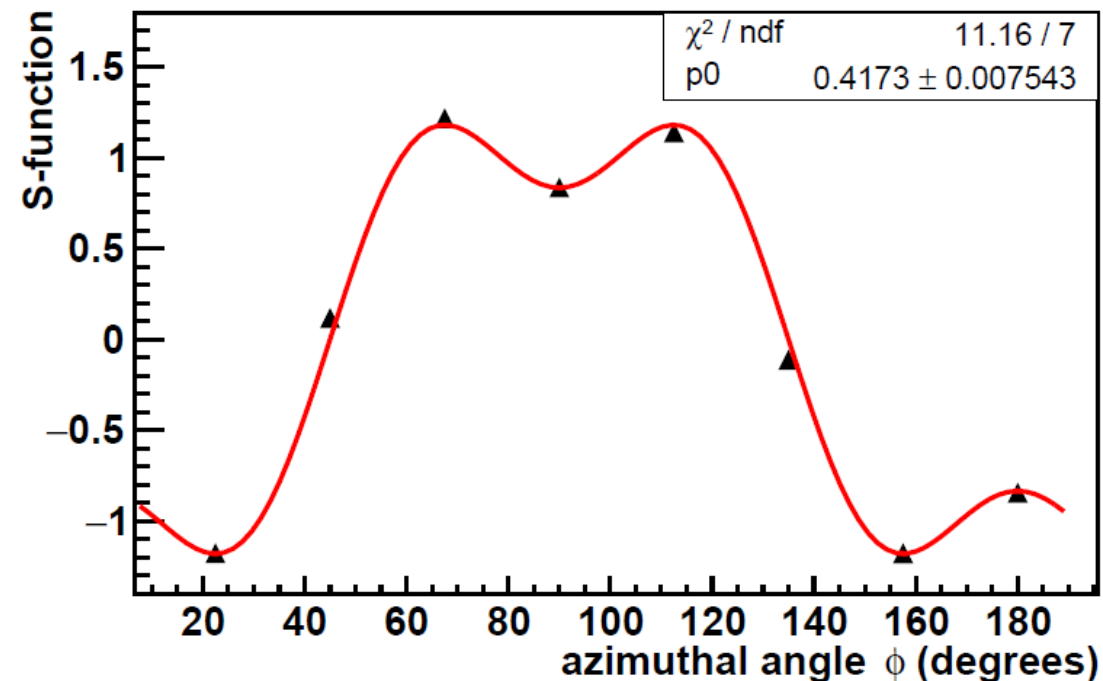
$$S = E(\vec{a}, \vec{b}) - E(\vec{a}, \vec{b}^{\perp}) + E(\vec{a}^{\perp}, \vec{b}) + E(\vec{a}^{\perp}, \vec{b}^{\perp}) \quad \longrightarrow \quad S = -p_0(3 \cos(2\phi) - \cos(6\phi))$$

P_0 – произведение эффективностей (анализирующих способностей) двух поляриметров.

Запутанные фотоны



Декогерентные фотоны



- $P_0 = \alpha(\theta_1)\alpha(\theta_2)$ - совпадает во всех измерениях, как в азимутальных распределениях, так и в корреляционных функциях неравенства Белла.
- Корреляционные функции идентичны для запутанного и смешанного состояния!
- **Запутанное и смешанное состояния показывают одни и те же корреляции!**

Заключение (аннигиляционные фотоны)

- Высокая энергия аннигиляционных фотонов (на 5 порядков выше энергии оптических фотонов) позволяет использовать контролируемый процесс декогеренции и прямо сравнить поляризационные корреляции запутанных и декогерентных фотонов.
- **Данные корреляции оказались идентичными для обоих квантовых состояний.**
- Разрабатываемые квантовые позитрон-эмиссионные томографы, использующие запутанность аннигиляционных фотонов, не смогут подавить фон от паразитного рассеяния в исследуемых объектах.
- **Существует вопрос о квантовом состоянии декогерентных фотонов: смешанное и/или сепарабельное? Необходимы теоретические расчеты.**
- Если комптоновское рассеяние идентично для запутанных и сепарабельных состояний, то универсальность неравенства Белла будет под большим вопросом.
- Это укажет на противоречия между теоремами нерелятивистской квантовой теории и квантовой электродинамикой.

Публикации:

Setup of Compton polarimeters for measuring entangled annihilation photons

Published in: *JINST* 17 (2022) 03, P03010 e-Print: [2204.04692](https://arxiv.org/abs/2204.04692) [physics.ins-det] DOI: [10.1088/1748-0221/17/03/P03010](https://doi.org/10.1088/1748-0221/17/03/P03010)

Testing entanglement of annihilation photons

Published in: *Sci Rep* 13, 7559 (2023), <https://www.nature.com/articles/s41598-023-34767-8>

Возможности квантовых измерений в ядерной физике

Здесь (в узком смысле) под квантовыми измерениями мы будем подразумевать возможности манипулирования и контроля за квантовыми состояниями изучаемых систем.

В настоящее время квантовая физика как в фундаментальном, так и в прикладном аспектах сконцентрирована в:

- а) квантовой оптике (интерферометры, нелинейные оптические элементы);
- б) атомной физике (запутывание атомов и электронов в атомах, благодаря их большим размерам);
- в) физике твердого тела (сверхпроводники и квантовые эффекты в них).

Ядерная физика не является фаворитом из-за чрезвычайно малых изучаемых систем (ядра, частицы), которые трудно контролировать и которыми сложно манипулировать.

Есть ли возможности манипулирования такими объектами?

Практически единственной возможностью является управление квантовыми состояниями через спины частиц и ядер.

Самые первые примеры квантовых измерений в ядерной физике:

- Опыт Штерна-Герлаха – воздействие неоднородного магнитного поля на спины электронов/ионов, пространственное разделение частиц с различным направлением спинов.
- Эксперимент мадам Ву – выстраивание спинов ядер вдоль магнитного поля, вылет продуктов бета-распада преимущественно вдоль линий магнитного поля.

Процессы контролируемого воздействия на квантовое состояние системы

- Декогеренция – изменение квантового состояния системы через воздействие с окружающей средой.
- Слабое квантовое измерение – как противоположность проекционному (сильному) квантовому измерению (измерению фон Неймана).
- Квантовый эффект Зенона – непрерывные измерения только что возникшей квантовой системы, приводящие к торможению эволюции (к консервации) состояния системы.

Пример декогеренции аннигиляционных фотонов только что рассматривался.

Часть рецензентов нашей статьи предполагают, что комптоновское рассеяние представляет собой слабое квантовое измерение, которое не приводит к исчезновению запутанности аннигиляционных фотонов. Требуются теоретические и экспериментальные исследования, чтобы подтвердить/опровергнуть это предположение.

Измерения комптоновского рассеяния запутанных и декогерентных рентгеновских фотонов ($E < 100$ кэВ) с высокой эффективностью поляриметров могут прояснить ситуацию как с типом полученных квантовых состояний так и с неравенством Белла.

(Эксперимент на высокоинтенсивных пучках рентгеновских фотонов - комплекс СКИФ?)

Наиболее интригующим является наблюдение квантового эффекта Зенона в распадах элементарных частиц. Можно ли измеряя спиновую компоненту воздействовать на время жизни частицы?

Спасибо за внимание