

УДК 539.124.6:539.122

**АНАЛИЗ ПОЛЯРИЗАЦИОННЫХ СОСТОЯНИЙ
УМЕРЕННО РЕЛЯТИВИСТСКИХ ПОЗИТРОНОВ
ПРИ РЕГИСТРАЦИИ АННИГИЛЯЦИОННЫХ
ФОТОНОВ**

Д.А. Нейман, А.П. Потылицын

Томский политехнический университет
E-mail: neyman@tpu.ru

Неyman Дмитрий Александрович, аспирант кафедры прикладной физики Физико-технического института ТПУ.
E-mail: neyman@tpu.ru

Область научных интересов: физика элементарных частиц, численные методы, математическое моделирование.

Потылицын Александр Петрович, д-р физ.-мат. наук, профессор кафедры прикладной физики Физико-технического института ТПУ.
E-mail: pap@interact.phtd.tpu.ru
Область научных интересов: процессы электромагнитного излучения заряженных частиц, физика поляризационных эффектов, ускорительная физика.

Предложен и обоснован новый метод анализа поляризационных состояний умеренно релятивистских позитронных пучков. В отличие от известных методов предлагается измерить продольную поляризацию позитронов по выходу аннигиляционных квантов из намагниченной железной мишени, через которую проходит позитронный пучок. На базе библиотек GEANT4 построена математическая модель эксперимента. Проведены сравнения с существующей моделью.

Ключевые слова:

Поляризация, позитроны, поляриметрия.

Введение

Поляризованные позитронные пучки представляют значительно больший интерес в физике элементарных частиц, нежели их неполяризованные аналоги. Объясняется это тем, что при рассмотрении фундаментальной картины субатомного мира, а также проверке теоретических моделей требуется знать как можно большее число параметров, характеризующих сами частицы, в том числе поляризацию пучков, участвующих в реакциях.

Поляризованные пучки электронов высокой энергии уже получены в ряде центров, где проводятся различные эксперименты с данными пучками. Получение же поляризованных позитронных пучков и их анализ является на данный момент нерешенной проблемой.

Одной из предпосылок, характеризующих актуальность темы, можно также назвать запланированное строительство в Японии линейного коллайдера (International Linear Collider – ILC). В числе функций этого коллайдера – столкновение поляризованных e^-/e^+ пучков, что, в свою очередь, требует разработки весьма эффективного аппарата анализа поляризационных состояний e^+ .

Применительно к проекту ILC в работе [1] проводились эксперименты по измерению поляризации e^+ при их конверсии в циркулярно-поляризованные γ -кванты с последующим измерением циркулярной поляризации по комптоновскому эффекту. Чувствительность данного метода крайне низка, поэтому разработка новых, более чувствительных методов анализа является весьма актуальной задачей.

Имеет смысл отметить сложности, возникающие при аналитической разработке возможных методов анализа поляризации позитронов. Они связаны с невозможностью адекватного описания довольно сложных конфигураций экспериментальной установки в целом, особенно в присутствии различных магнитных полей или большого числа неоднородных конструктивов.

Данное обстоятельство делает необходимым условием при разработке всех последующих методов использовать помимо аналитической составляющей также достаточно мощные средства математического моделирования физического эксперимента, позволяющие максимально учитывать реальные условия.

В предлагаемой статье для разработки схемы анализа позитронных пучков наряду с аналитическими методами используются универсальные средства моделирования переноса поляризованных частиц через вещество, основанные на методе Монте-Карло [2]. При построении математической модели предлагаемого метода используется система библиотек на основе GEANT4 [3].

Математическая модель эксперимента

Как известно из пионерских работ [4], где была получена количественная теория по описанию поляризационных преобразований лептонов, базирующаяся на матричном представлении векторов Стокса применительно к процессам квантовой электродинамики, для характеристики полного поляризационного состояния фермиона в пространстве достаточно знать только трехкомпонентный вектор поляризации последнего в начальном состоянии, каждый компонент которого является так называемым параметром Стокса.

В среде моделирования GEANT4 используется аналогичное [4] представление поляризационных характеристик начальных и конечных частиц [5]. Данными характеристиками наделяются как фермионы, так и фотоны, вступающие в конкретные взаимодействия.

Само преобразование состояний частиц определяется простой алгеброй, где результирующее состояние в общем случае описывается матрицей поворота T :

$$\begin{pmatrix} I \\ \vec{\xi} \end{pmatrix} = T \begin{pmatrix} I_0 \\ \vec{\xi}_0 \end{pmatrix}. \quad (1)$$

Также для каждой частицы в зависимости от того, лептон это или фотон, компоненты 4-вектора Стокса носят различный информативный характер, в частности для неэлектромагнитного излучения три последних компоненты вектора соответственно обозначают три компоненты поляризации относительно глобальной системы координат. Для фотона две первых компоненты определяют степени линейной поляризации, а третья, соответственно, характеризует круговую поляризацию, где положительной величине соответствует правая циркулярная поляризация, а отрицательной величине – левая циркулярная поляризация.

Что касается параметра I , то, как и в оригинальной работе, он определяет полную интенсивность входящего потока частиц, по умолчанию нормированную на единицу [4].

В матричном представлении (1) соответствующая матрица поворота имеет запись вида:

$$T = \begin{pmatrix} S & A_1 & A_2 & A_3 \\ P_1 & M_{11} & M_{21} & M_{31} \\ P_2 & M_{12} & M_{22} & M_{32} \\ P_3 & M_{13} & M_{23} & M_{33} \end{pmatrix}.$$

Любое взаимодействие описано матрицей преобразования T , которая достаточно полно характеризует процесс. Элементы матрицы T_{ij} могут быть отождествлены как дифференциальное сечения (S), отвечающие неполяризованным частицам, поляризованные дифференциальные сечения (A_i), поляризационное преобразование (M_{ij}), и (де)поляризация (P_i).

Что касается материала мишени, то в GEANT4 реализована возможность менять поляризационные характеристики выбранного объема, наделяя таким образом часть электронов мишени 100%-й поляризацией вдоль выбранного направления. Оставшаяся часть электронов мишени по умолчанию является неполяризованной.

Как было описано выше, возможности GEANT4 позволяют довольно легко использовать его в качестве инструмента при анализе поляризационных состояний применительно к реальным моделям, в частности поляриметрии позитронов для ИЛС [6].

В работе [1] рассмотрен подход к определению степени поляризации позитронных пучков вышеприведенных энергий. Суть описанных методов заключается в пропускании продольно поляризованного позитронного пучка через свинцовую мишень после чего порождается

преимущественно циркулярно-поляризованное тормозное излучение. Далее поляризованные кванты проходят через толстую намагниченную железную мишень, где происходит потеря энергии последних и деполяризация. Результирующий пучок электромагнитных квантов регистрируется, в результате чего строятся два энергетических спектра частиц смещенных относительно друг друга. Но как показывают результаты эффективность таких методов оставляет желать лучшего.

Предлагаемый в настоящей работе метод основан на пропускании продольно-поляризованного пучка позитронов через тонкий слой намагниченного железа и регистрации разности выхода аннигиляционных γ -квантов при различных направлениях магнитного поля мишени.

Ниже приводятся исходные зависимости и расчетные данные, связанные с выбором оптимальной ориентации мишени, при которой наблюдается максимальное значение асимметрии в распределении фотонов аннигиляционного пика.

В основе предложенных схем эксперимента лежит сравнение углового распределения спектра тормозного излучения [7] с соответствующими углами вылета аннигиляционных квантов, уносящих практически всю энергию начального позитрона.

Моделирование спектров фотонного излучения для геометрии с азимутальной симметрией

Схема эксперимента приведена на рис. 1.

В качестве мишени используется железо, т. к. данный материал обладает выраженными ферромагнитными свойствами, проявляющими себя в почти 10 % поляризации электронов объема [8]. Таким образом, данный материал может быть легко намагничен.

При моделировании траекторий учитывались следующие базовые процессы [5]:

- тормозное излучение;
- многократное кулоновское рассеяние;
- аннигиляция поляризованных e^+ на поляризованных e^- ;
- ионизационные потери.

Указанные процессы моделировались с учетом поляризации исходных частиц и электронов мишени, которая проверялась и пересчитывалась в каждом акте взаимодействия согласно схеме преобразования (1).

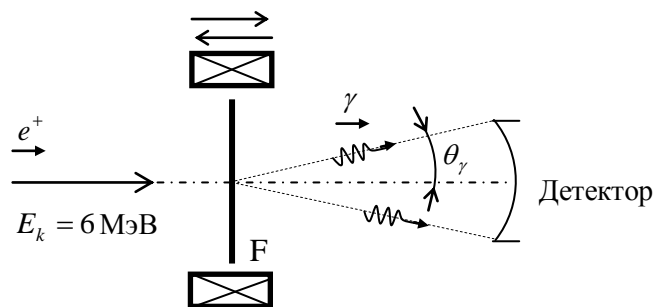


Рис. 1. Геометрия эксперимента

Пучок продольно-поляризованных позитронов с кинетической энергией $E_k = 6$ МэВ падает нормально на тонкую пластину намагниченного железа, в результате взаимодействия с которой образуются вторичные частицы в соответствии с сечениями указанных выше процессов.

Из всех 4π возможных направлений выбрано только то, которое отвечает малому полярному углу θ_γ (см. рис. 1). Данное обстоятельство позволяет выделить в спектре фотонов область с наибольшим вкладом частиц, образованных в результате парной аннигиляции и получивших практически всю энергию исходных позитронов, а также заметно снизить вклад тормозного излучения в заданном направлении.

На рис. 2 представлено распределение γ -квантов по энергиям после прохождения слоя неполяризованного железа толщиной $d = 0,5$ мм. Угол коллимации пучка фотонов $\theta_\gamma \sim \gamma^{-1} \approx 2,5^\circ$, исходное число позитронов $N = 10^9$, число разбиений гистограммы $n_t = 10^2$.

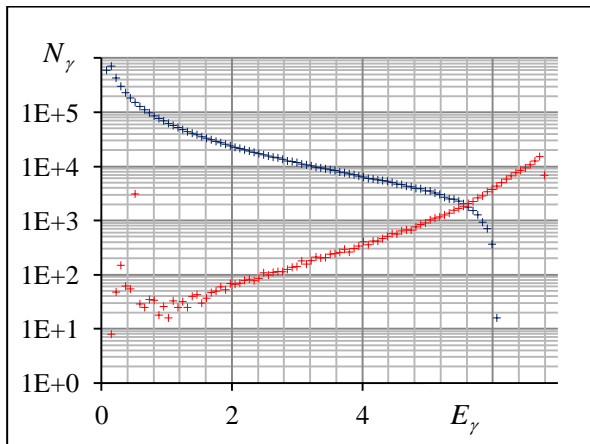


Рис. 2. Распределения результирующих фотонов, образованных в неполяризованном железе. Красный – аннигиляционные фотоны, синий – тормозное излучение. Вклад аннигиляционных γ -квантов составляет примерно $N_\gamma / N_{e^+} \approx 3,2 \cdot 10^{-4}$

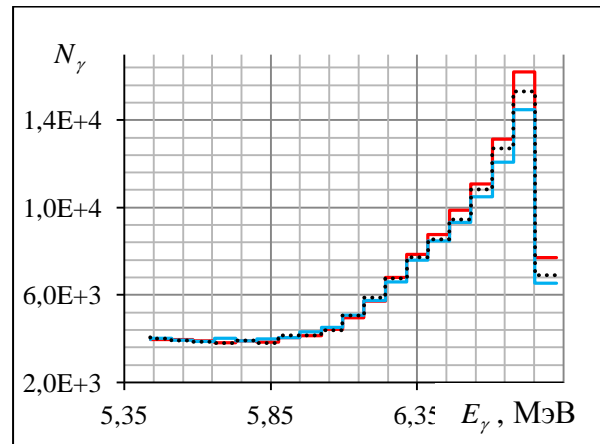


Рис. 3. Результирующие распределения, соответствующие трем различным ориентациям: $(\uparrow\uparrow)$, $(\uparrow 0)$, $(\uparrow\downarrow)$; первая стрелка в скобках обозначает поляризацию исходной частицы, вторая – направление поляризации электронов мишени

Из представленных распределений (рис. 2) отчетливо видно преобладание аннигиляционных квантов для энергий $E > 6$ МэВ, т. е. в области энергий фотонов, превышающих максимальную энергию тормозных γ -квантов.

Так как пик, соответствующий максимальным переданным энергиям, обусловлен только аннигиляцией, то выход фотонов в данной области будет зависеть от конкретных поляризационных состояний электронов мишени. Последнее реализуется намагничиванием пластинки железа.

В программном пакете GEANT4 учет намагниченности материала железной мишени проводился для максимально достижимой поляризации электронов мишени $\sim 8\%$ [8]. Соответственно, было выбрано две основных ориентации компонент поляризации электронов материала, первая из которых совпадает с первоначальным направлением позитронов, вторая противоположна по направлению.

Из представленного на рис. 3 распределения отчетливо видна разность в числе зарегистрированных событий. В правильности полученных распределений можно убедиться, обратив внимание на неполяризованную компоненту представленных распределений, отвечающую в среднем полусумме противоположно поляризованных компонент [5]:

$$\sigma^A = \frac{\pi r_e^2}{\gamma + 1} \left[\sigma_0^A + \zeta_3^{(e^+)} \zeta_3^{(e^-)} \sigma_L^A + \left(\zeta_1^{(e^+)} \zeta_1^{(e^-)} + \zeta_2^{(e^+)} \zeta_2^{(e^-)} \right) \sigma_T^A \right], \quad (2)$$

где $\zeta_i^{(e^+/e^-)}$ – параметры Стокса для налетающего e^+ и e^- мишени соответственно, остальные компоненты сечения подробно описаны в [5].

Как видно из формулы (2), для различных ориентаций магнитного поля железа, что в идеализированном случае соответствует некоторому проценту полностью продольных ориентаций спинов электронов железа, состояние системы двух сталкиваемых частиц согласно терминологии [4] можно описать, задав соответствующие параметры Стокса.

В нашем случае: $\vec{\zeta}_{e^+} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix}$ – соответствует 100 % продольной поляризации позитрона пучка вдоль оси Z; $\vec{\zeta}_{e^-} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ \pm 0.08 \end{pmatrix}$ – аналогично соответствует 8 % степени линейной поляризации электронов мишени вдоль оси Z соответственно двум различным ориентациям спина электрона относительно глобальной системы координат среды моделирования.

Опираясь на данную терминологию, нетрудно проверить, что компонента распределения, отвечающая неполяризованному взаимодействию, является полусуммой двух противоположно поляризованных. Так как мишень из железа является в нашем случае довольно тонкой, то аннигиляционные фотоны на выходе из мишени ввиду малого сечения взаимодействия практически не испытывают столкновений, что приводит к полному переносу информативной составляющей сечения аннигиляции и, как следствие, позволяет оценивать полусумму распределений по аналогии с полусуммой самих сечений.

При дальнейшем моделировании используются распределения, приведенные на рис. 2, с большим числом каналов, которые интерполированы полиномом Лагранжа 3-го или 4-го порядка, в зависимости от качества описываемых распределений.

Определяющей величиной качества разделения двух распределений, отвечающих противоположным ориентациям компонент поляризации электронов мишени, является асимметрия выхода аннигиляционных фотонов [2]:

$$A = \frac{N_{\uparrow\uparrow} - N_{\uparrow\downarrow}}{N_{\uparrow\uparrow} + N_{\uparrow\downarrow}}, \quad (3)$$

где $N_{\uparrow(\downarrow)}$ – соответственно скорости счета зарегистрированных событий, взятых под аннигиляционным пиком.

Результаты вычисления последних четырех значений асимметрий распределения, представленного на (рис. 3), рассчитаны согласно формуле (3) и сведены в табл. 1.

Таблица 1. Асимметрия выхода аннигиляционных фотонов

E_γ , МэВ	6,570	6,643	6,716	6,789
A, %	2,72	4,23	5,62	8,32

Для сравнения, в работе [1] величина асимметрии распределений составляла ~ 2 %.

Моделирование спектров фотонного излучения для внеосевого расположения детектора

Поскольку при прохождении позитрона через материал мишени тормозное излучение направлено преимущественно вперед [7] для соответствующих энергий, где практически вся интенсивность излучения сосредоточена в углах порядка γ^{-1} , то представляет интерес провести моделирование для случая с внеосевым расположением детектора под большим углом к оси первоначального пучка позитронов, где вклад тормозного излучения практически не влияет на аннигиляционный пик (рис. 4).

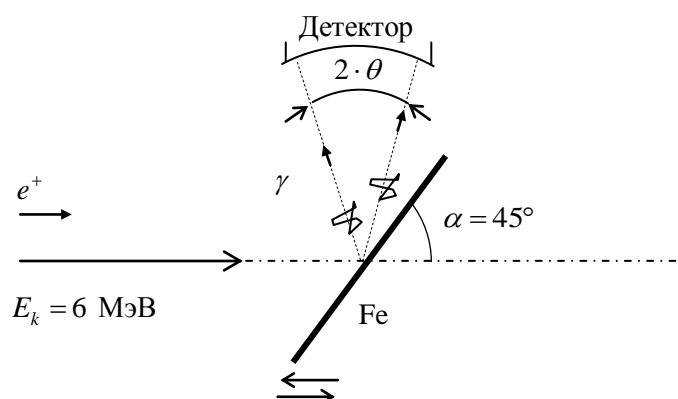


Рис. 4. Схема эксперимента для детектора, расположенного под углом 90° . Угол коллимации регистрируемого излучения $\theta = 2,5^\circ$

Стоит отметить, что в данной геометрии возникает проблема, связанная с медленным набором статистических данных. Связано это с отсутствием симметрии разлета γ -квантов по направлению к оси первоначального пучка позитронов. Таким образом, нельзя сделать усреднение по всем 2π -направлениям.

Что касается асимметрии распределений для полученного спектра, то распределение в целом и число зарегистрированных событий под аннигиляционным пиком практически не зависело от ориентации намагниченности мишени, поэтому соответствующий спектр (рис. 5) тождественен обоим компонентам поляризации.

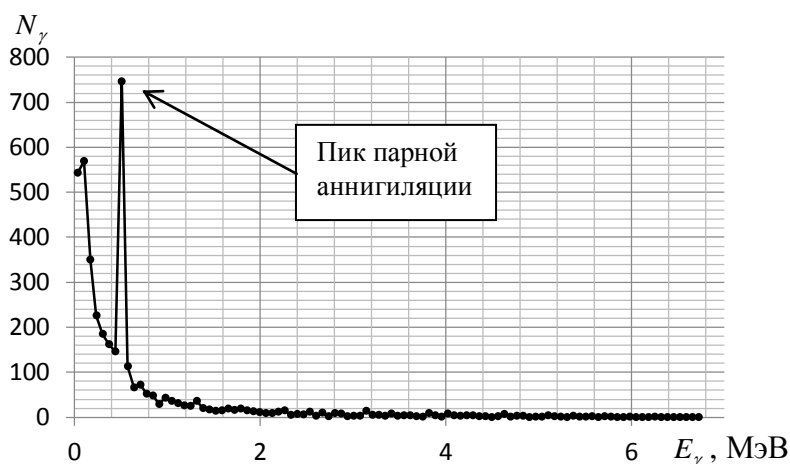


Рис. 5. Спектр фотонов, полученный в результате моделирования согласно неосесимметричной геометрии эксперимента, $N_\gamma/N_{e^+} \approx 6 \cdot 10^{-5}$

Из приведенного распределения виден довольно большой пик аннигиляционных фотонов, соответствующий энергиям покоя электрона $0,511$ МэВ. Это можно объяснить тем, что, несмотря на характерное время жизни позитрона в веществе, равное $\tau_{e^+} \sim 10^{-10}$ с, при падении частицы на мишень под углом, отличным от нормального, эффективная толщина мишени заметно увеличивается. Таким образом, позитроны, перед тем как аннигилировать, успевают испытать значительное количество ионизационных столкновений с атомами вещества, что приводит к довольно сильной деполаризации и потери энергии последних. Данное обстоятельство также заметно увеличивает расчетное время программы, т. к. увеличение потерянной энергии ведет к росту числа столкновений, что, в свою очередь, сказывается на числе отслеживаемых треков частицы.

По представленным схемам эксперимента (рис. 1 и 4) можно сделать вывод, что первый вариант предложенной геометрии эксперимента является более предпочтительным, т. к. вели-

чина выхода аннигиляционных фотонов на порядок выше, чем во втором случае, а также спектр, соответствующий аннигиляционному излучению, в зоне высоких энергий практически не пересекается со спектром тормозного излучения. Последнее в данной постановке задачи является довольно весомым аргументом, т. к. не нарушается информативная составляющая при передаче поляризации конечной частице.

Заключение

Предложенный метод анализа степени поляризации позитронов пучка умеренно релятивистских энергий может быть легко реализован в эксперименте при существенно увеличенном значении асимметрии выхода γ -квантов по сравнению с экспериментами КЕК [1].

Поляриметры, основанные на данной технологии, могут быть успешно использованы на стадии предускорительной зоны образования поляризованных позитронов из конверсионной мишени применительно к ILC [9].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Omori T. Efficient Propagation of Polarization from Laser Photons to Positrons through Compton scattering and Electron-Positron Pair Creation / T. Omori, M. Fukuda, T. Hirose [et al.] // *Physical Review Letters*. – 2006. – V. 96. – P. 1–4.
2. Кольчужкин А.М. Метод Монте-Карло в теории переноса излучений. – Томск: Изд-во ТПУ, 2006. – 120 с.
3. GEANT4. – URL: <https://geant4.web.cern.ch/geant4> (дата обращения: 9.05.2013)
4. William H. McMaster. Matrix Representation of Polarization // *Reviews of modern physics*. – 1961. – V. 33. – P. 8–28.
5. Physics Reference Manual. – URL: <http://geant4.web.cern.ch/geant4/UserDocumentation/UsersGuides/PhysicsReferenceManual/fo/PhysicsReferenceManual.pdf> (дата обращения: 9.05.2013)
6. Alexander G. Low-energy Positron Polarimetry at the ILC / G. Alexander, R. Dollan, T. Lohse [et al.] // *EUROTeV Reports*. 2009. – URL: http://www.eurotev.org/sites/site_eurotev/content/e328/e329/e1082/e1556/EUROTeV-Report-2008-091.pdf (дата обращения: 9.05.2013)
7. Стародубцев С.А., Романов А.М. Прохождение заряженных частиц через вещество. – Ташкент: Изд-во АН Узб. ССР, 1962. – 228 с.
8. Потылицын А.П. Поляризованные фотонные пучки высокой энергии. – М.: Энергоатомиздат, 1987. – 120 с.
9. International Linear Collider. – URL: <http://www.linearcollider.org/ILC> (дата обращения: 9.05.2013)

Поступила 08.11.2013 г.