УДК 539.12

ВОЗДЕЙСТВИЕ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН НА КОГЕРЕНТНОЕ РОЖДЕНИЕ ЭЛЕКТРОН-ПОЗИТРОННЫХ ПАР В МОНОКРИСТАЛЛЕ КВАРЦА ПРИ ЭНЕРГИИ ФОТОНОВ Е₇=3,5 ГэВ

А.Р. МКРТЧЯН, А.А. СААРЯН, В.В. ПАРАЗЯН, А.Г. МКРТЧЯН

Институт прикладных проблем физики НАН Армении

Г.А. ВАРТАПЕТЯН, А.М. СИРУНЯН, Г.Г. АКОПЯН, Ж.В. МАНУКЯН

Ереванский физический институт

(Поступила в редакцию 3 июня 2005 г.)

Исследовано воздействие акустических волн, возбужденных в монокристалле кварца, на процесс когерентного рождения электрон-позитронных пар фотонами высоких энергий. Конкретные расчеты эффективного сечения процесса проведены для фотонов с энергией 3,5 ГэВ. Предложена схема экспериментальной установки на фотонном канале Ереванского синхротрона для проведения соответствующих измерений.

1. Введение

Фундаментальные аспекты электромагнитных процессов высокой энергии в конденсированных средах обсуждались в течение долгого времени. В кристаллах, где атомы расположены в упорядоченной решетке, сечения электромагнитных процессов высокой энергии могут существенно отличаться от соответствующих величин для отдельного атома [1].

С точки зрения управления параметрами электромагнитных процессов высокой энергии в среде актуальным является исследование влияния внешних полей типа акустических волн, температурного градиента и т.д. на соответствующие характеристики. Исследования конкретных процессов – таких, как дифракционное излучение [2], переходное излучение [3], параметрическое рентгеновское излучение [4], излучение при каналировании [5], когерентное тормозное излучение [6], образование электрон-позитронных пар фотоном высокой энергии [7,8], показали, что внешние поля могут существенно изменить частотно-угловые характеристики этих процессов. Явление рождения электрон-позитроной пары фотонами высоких энергий при пролете через кристалл представляет интерес не только с точки зрения фундаментальной физики, но также и в плане практических применений для генерации

интенсивных позитронных пучков. Для улучшения выхода позитронов может быть использовано излучение каналирования, которое более интенсивно, чем когерентное тормозное излучение и дает большее количество электрон-позитроных пар [9,10]. Дополнительное увеличение выхода позитронов может быть достигнуто воздействием возбужденных в кристалле акустических волн [11].

Настоящая работа посвящена теоретическому исследованию влияния возбужденных в монокристалле кварца акустических волн на эффективное сечение когерентного рождения электрон-позитронных пар фотонами с энергией 3,5 ГэВ. В ней также предложена схема экспериментальной установки для проведения соответствующих измерений.

2. Сечение рождения электрон-позитронных пар

Пусть фотон с энергией ω входит в кристалл, в котором возбуждены акустические волны. Обусловленные этими волнами смещения атомов от равновесных положений представим в виде

$$\mathbf{u} = \mathbf{u}_0 f(\mathbf{k}_s \mathbf{r}_e), \qquad (1)$$

где \mathbf{u}_0 – амплитуда смещения, f(x) – произвольная периодическая функция с периодом 2π , радиус-вектор \mathbf{r}_r , определяет равновесное положение атома, \mathbf{k}_s – волновой вектор гиперзвуковой волны. Общая формула дифференциального сечения когерентного рождения электрон-позитронных пар в кристалле при наличии периодической деформации (1) имеет вид [7,8] (использована система единиц $\hbar = c = 1$):

$$\frac{d\sigma_c}{dE_+} = \frac{e^2 N}{\omega^2 N_0 \Delta} \sum_{m,\mathbf{g}} \frac{g_{m\perp}^2}{g_{m\parallel}^2} \left[\frac{\omega^2}{2E_+ E_-} - 1 + 2 \frac{\delta}{g_{m\parallel}} \left(1 - \frac{\delta}{g_{m\parallel}} \right) \right] \left| F_m \left(\mathbf{g}_m \mathbf{u}_0 \right) \right|^2 \left| S \left(\mathbf{g} \right) \right|^2, \quad (2)$$

$$S(\mathbf{g}) = \sum_{j,l} u_{\mathbf{q}}^{(j)} e^{i\mathbf{g}\mathbf{p}_{l}^{(j)}}, \quad \mathbf{g}_{m} = \mathbf{g} - m\mathbf{k}_{s}, \qquad m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots,$$
(3)

где e – заряд электрона, N – полное число атомов, находящихся в вершинах выбранных нами ячеек, N_0 – число атомов кристалла, Δ – объем элементарной ячейки, **g** – вектор обратной решетки, $g_{m\parallel}, g_{m\perp}$ – параллельная и перпендикулярная проекции вектора **g**_m по отношению к направлению влета фотона, E_+, E_- – энергии позитрона и электрона, соответственно, $\delta = \omega m_e^2 / 2E_+E_-$, $F_m(x)$ – фурье-компонента функции $e^{ixf(t)}$:

$$F_m(x) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{+\pi} e^{ixf(t) - imt} dt .$$
 (4)

Отметим, что для синусоидальной акустической волны, $f(x) = \sin(x + \varphi_0)$, имеем $F_m(x) = J_m(x)e^{im\varphi_0}$, где $J_m(x) - функция Бесселя. В формуле (3) для структурного фактора криталла <math>S(\mathbf{g})$ суммирование ведется по атомам выбранной ячейки. Индекс

j нумерует типы атомов, а индекс l – атомы данного типа. Радиус-векторы $\mathbf{p}_l^{(j)}$ определяют равновесные положения атомов в выбранной ячейке относительно начала этой ячейки в случае без деформации. Функция $\mathbf{u}_n^{(j)}$ – Фурье-образ потенциала атома типа j. В формуле (2) суммирование идет при ограничении $g_{m\parallel} \ge \delta$, где минимальный переданный импульс δ связан с зоной формирования l_c рождения пары соотношением $\delta = 1/l_c$. Формула (2) отличается от соответствующей формулы для сечения рождения пары в недеформированных кристаллах заменой $g \rightarrow g_m$ и дополнительным суммированием по m с весами $|F_m(\mathbf{g}_m \mathbf{u}_0)|^2$. Это соответствует генерации гиперзвуком одномерной решетки с вектором обратной решетки $m\mathbf{k}_s$. В работе [7] показано, что воздействие акустической волны может стать заметным при условии $2\pi u_0 k_s \ge a/l_c$, где a имеет порядок межатомных расстояний.

Когерентные эффекты воздействия кристалла на процесс образования пар существенны при малых углах θ влета фотона относительно кристаллической оси, в качестве которой мы выберем ось z. В этом случае основной вклад в сечение (2) дают слагаемые с $g_z = 0$. В зависимости от значения угла α между проекцией импульса фотона на плоскость (x, y) и осью y возможны качественно разные ситуации. Если углы α и $\pi/2 - \alpha$, не малы, то в формуле для сечения суммирования по g_x и g_y можно заменить интегрированием. Если же угол α мал (аналогично рассматривается случай малого $\pi/2 - \alpha$), то следует различать два случая в зависимости от величины минимального переданного импульса δ . При $\delta \sim 2\pi\theta/a$ сечение слабо зависит от угла α и суммирование по g_x можно заменить интегрированием. В случае когда \mathbf{u}_0 параллельно оси y аргумент функции F_m в (2) не зависит от g_x и интеграл может быть вычислен явно для произвольной функции f в формуле (1). При $\delta \sim 2\pi\theta\alpha/a$ основной вклад в сечение дают слагаемые с $g_y = 0$ и формула (2) примет вид

$$\frac{d\sigma_c}{dE_+} \approx \frac{4\pi^2 e^6}{\omega^2 \Delta} \sum_{m,g_y} \frac{g_x^2}{g_{m\parallel}^2} \left[\frac{\omega^2}{2E_+ E_-} - 1 + 2\frac{\delta}{g_{m\parallel}} \left(1 - \frac{\delta}{g_{m\parallel}} \right) \right] \left| F_m \left(g_x u_{0x} \right) \right|^2 \left| S \left(g_x \right) \right|^2, \quad (5)$$

где суммирование идет при условии $g_{m\parallel} \approx -mk_z + \psi g_y \ge \delta$ и $\psi = \alpha \theta$.

С целью демонстрации возможности воздействия акустической волны на процесс рождения пар нами проведены численные расчеты сечения рождения пары в монокристалле кварца на основе формулы (5). Чтобы иметь дело с ортогональной решеткой, в качестве элементарной ячейки выбрана ячейка, включающая 6 атомов кремния и 12 атомов кислорода. Для потенциалов отдельных атомов выбрана параметризация Мольера. Вычисления проводились для поперечной акустической волны типа *S* (соответствующие параметры можно найти в [12]) с частотой 5 Ггц, для которой вектор амплитуды смещения направлен по оси *X* кристалла кварца, $\mathbf{u}_0 = (u_0, 0, 0)$, а скорость равна 4,687·10⁵ см/с. Вектор, определяющий направление распространения гиперзвука, лежит в плоскости *YZ* и составляет угол 0,295 рад с осью *Z*. В качестве оси *z* выбрана ось *Z* кристалла кварца. Результаты этих расчетов показывают, что в зависимости от параметров задачи внешнее возбуждение может

привести как к увеличению, так и к уменьшению поперечного сечения. В качестве иллюстрации на рис.1 приведена зависимость величины $(m_e^2 \omega/e^6) d\sigma_c/dE_+$ от относительной энергии позитрона $x = E_+/\omega$ для энергии фотона $\omega = 3,5$ ГэВ и значения параметра $\psi = 0,0055$. Пунктирная кривая соответствует случаю отсутствия гиперзвуковых колебаний, $u_0 = 0$, а сплошная кривая представляет случай $2\pi u_0/a_1 = 2,4$, где $a_1 = 4,913$ Е – постоянная решетки в направлении X. Поскольку дифференциальное сечение симметрично относительно замены $E_+/\omega \rightarrow 1-E_+/\omega$, мы представили графики только для области $0 \le E_+/\omega \le 0,5$. На рис.2 представлена зависимость сечения от параметра $2\pi u_0/a_1$ для энергии позитрона, соответствующей x = 0,5. Значения остальных параметров те же, что и для рис.1. На рис.3 приведена зависимость сечения образования пары от параметра ψ при фиксированных значениях энергии позитрона x = 0,5 и относительной амплитуды гиперзвука $2\pi u_0/a_1 = 2,4$, при наличии (сплошная кривая) и отсутствии (пунктирная кривая) гиперзвука. Значения остальных параметров те же, что и для рис.1.



Рис.1. Зависимость сечения $(m_e^2 \omega/e^6) d\sigma_c / dE_+$ от относительной энергии позитрона $x = E_+ / \omega$ при энергии фотона $\omega = 3,5$ ГэВ в случае $\psi = 0,0055$.



Рис.2. Зависимость сечения от параметра $2\pi u_0/a_1$ при энергии позитрона x = 0,5 ($\omega = 3,5$ ГэВ).



Рис.3. Зависимость сечения от параметра $\psi = \alpha \theta$ при наличии (сплошная кривая) и отсутствии (пунктирная кривая) гиперзвука для энергии позитрона x = 0,5 ($\omega = 3,5$ ГэВ) и $2\pi u_0 / a_1 = 2,4$.

3. Экспериментальная установка

Для исследования воздействия акустических волн на процесс рождения e^+e^- пар в мишени-радиаторе планируется использовать экспериментальную установку (рис.4) на выведенном фотонном канале синхротрона АРУС Ереванского физического института [13].

Выведенный пучок тормозных фотонов с максимальной энергией 3,5 ГэВ после прохождения через пару коллиматоров К₁ и К₂ имеет угловую расходимость $\sigma_{\theta} = 0,17$ мрад. Отклоняющие магниты SM1 и SM2 выделяют из фотонного пучка заряженные частицы, образованные при взаимодействии пучка с коллиматорами. Коллимированный и очищенный пучок проходит через тонкий лавсановый конвертор C_1 толщиной 10 мкм. Рождаемые в $C_1 e^+e^-$ пары анализируются и регистрируются 30-канальным парным спектрометром PS-30 [14], обеспечивающим непрерывный мониторинг спектра и интенсивности фотонного пучка. Далее пучок проходит через второй конвертор C_2 , кварцевую пластину толщиной 200 мкм, установленную в СВЧ резонаторе-держателе, который укреплен на дистанционно управляемом гониометре с пятью степенями свободы и присоединен к специально разработанному СВЧ генератору, обеспечивающему 250 Вт/см² и выходную мощность в широком диапазоне частот 1÷12 Ггц [15]. Второй парный спектрометр PS-6 с годоскопическими сцинтилляционными счетчиками предназначен для регистрации e^+e^- пар, рождаемых в кварцевой пластине. Интенсивность фотонного пучка измеряется квантометром Q. Расстояние от конвертора C_2 до телескопа счетчиков S1, S2 составляет 19,9 м. Трассировка e^+e^- пары с целью уменьшения влияния многократного рассеяния проводится в вакуумном канале. Гониометр позволяет устанавливать углы с точностью θ и α 2 сек. Для измерения вклада некогерентного сечения процесса планируется провести исследования на дезориентируемом кристалле.



Рис.4. Схема экспериментальной установки.

С целью оптимизации геометрии установки и определения энергетического разрешения было выполнено моделирование процесса рождения e^+e^- пар методом Монте-Карло. Вычисления производились для конечной энергии фотонного пучка $E_{\gamma} = 3,5$ ГэВ с учетом экспериментальных условий, в том числе формы спектра фотонов, размеров пучка на кварцевом конверторе, топографии магнитного поля PS-6, а также многократного рассеяния частиц пары и их потерь энергии в веществе мишени. Расчет траекторий e^+e^- пар в магнитном поле спектрометра PS-6 и в свободных промежутках выполнялся посредством решения системы уравнений движения частиц методом Рунге-Кутта [16]. Результаты расчетов методом Монте-Карло в случае регистрации симметричных e^+e^- пар (x = 0,5) счетчиками шириной 2 см представлены на рис.5: (а) – энергетическое распределение первичных фотонов и (б) – распределение по $x = E_+ / \omega$. Как показали расчеты, энергетическое разрешение спектрометра PS-6 составляет $\sigma_E / E_{\gamma} = 28\%$, угловое разрешение электронов и позитронов $\sigma_{\theta} = 0.1$ мрад и разрешение по $x \sigma_x = 0.016$, что весьма приемлемо для экспериментальной проверки зависимостей, представленных на рис.1-3.



Рис.5. Энергетическое распределение первичных фотонов (а) и зависимость от $x = E_+ / \omega$ (b), полученные методом Монте-Карло.

ЛИТЕРАТУРА

- 1. М.Л.Тер-Микаелян. Влияние среды на электромагнитные процессы при высоких энергиях. Ереван, изд. АН Арм. ССР. 1969; A.I.Akhiezer, N.F.Shulga. High Energy Electrodynamics in Matter. Gordon and Breach, Luxemburg, 1996.
- A.R.Mkrtchyan, L.Sh.Grigoryan, A.A.Saharian, A.N.Didenko. Acustica, 75, 1984 (1991);
 A.A.Saharian, A.R.Mkrtchyan, L.V.Gevorgian, L.Sh.Grigoryan, B.V.Khachatryan. Nucl. Instr.

and Meth., **B173**, 211 (2001).

- 3. L.Sh.Grigoryan, A.H.Mkrtchyan, A.A.Saharian. Nucl. Instr. and Meth., B145, 197 (1998).
- 4. A.R.Mkrtchyan et al. Phys. Lett., A152, 297 (1991).
- A.R.Mkrtchyan, R.A.Gasparyan, R.G.Gabrielyan. Phys. Lett., A115, 410 (1986);
 L.Sh.Grigoryan, A.H.Mkrtchyan, H.F.Khachatryan, V.U.Tonoyan, W.Wagner. Nucl. Instr. and Meth., B201, 25 (2003).
- 6. A.A.Saharian, A.R.Mkrtchyan, V.V.Parazian, L.Sh.Grigoryan. Mod. Phys. Lett., A19, 99 (2004).
- A.R.Mkrtchyan, A.A.Saharian, L.Sh.Grigoryan, B.V.Khachatryan. Mod. Phys. Lett., A17, 2571 (2002).
- 8. A.R.Mkrtchyan, V.V.Parazian, A.A.Saharian. Coherent pair production in periodically deformed crystals with complex cell (в печати).
- 9. X.Artru et al. Nucl. Instr. and Meth., A344, 443 (1994).
- 10. K.Yoshida et al. Phys. Rev. Lett., 80, 1440 (1998).
- 11. W.Wagner, E.B.Uggerhoj, A.R.Mkrtchyan, R.O.Avakyan, P.A.Alexandrov. INTAS project application (1999).
- 12. Акустические кристаллы. Под ред. М.П.Шаскольской. М., Наука, 1982.
- 13. **F.Adamyan** et al. Nucl. Instr. and Meth. **A** (NIMA-43688, in press), 2005. YERPHI-1590 (11)-03 (2003).
- 14. A.Avetisyan et al. YERPHI-1325 (20)-91 (1991).
- 15. **A.R.Mkrtchyan** et al. Fifth ISTC Scientific Advisory Committee Seminar "Nanotechnologies in the area of physics, chemistry and biotechnology", pp. 202-204, 2002.
- 16. **A.Sirunyan** et al. YERPHI-491 (34)-81 (1981).

2ԱՅՆԱՅԻՆ ԱԼԻՔՆԵՐԻ ԱԶԴԵՑՈՒԹՅՈՒՆԸ ՔՎԱՐՑԻ ՄԻԱԲՅՈՒՐԵՂՈՒՄ ԷԼԵԿՏՐՈՆ-ՊՈՉԻՏՐՈՆԱՅԻՆ ԶՈՒՅԳԵՐԻ ԿՈՀԵՐԵՆՏ ԾՆՄԱՆ ՎՐԱ ՖՈՏՈՆՆԵՐԻ 3,5 ԳԷՎ ԷՆԵՐԳԻԱՅԻ ԴԵՊՔՈՒՄ

ሀ.ቡ. ሆዣՐՏՉՅԱՆ, Ա.Ա. ሀԱՀԱՐՅԱՆ, Վ.Վ. ՊԱՐԱԶՅԱՆ, Ա.Հ. ሆዣՐՏՉՅԱՆ, 2.2. ՎԱՐԴԱՊԵՏՅԱՆ, Ա.Մ. ՍԻՐՈՒՆՅԱՆ, Գ.Գ. ՀԱԿՈԲՅԱՆ, σ .Վ. ሆԱՆՈՒԿՅԱՆ

Հետազոտված է քվարցի միաբյուրեղում գրգռած հիպերձայնային ալիքների ազդեցությունը բարձր էներգիայի ֆոտոններից էլեկտրոն-պոզիտրոնային զույգերի կոհերենտ ծնման պրոցեսի վրա։ Պրոցեսի էֆեկտիվ կտրվածքի կոնկրետ հաշվարկները կատարված են 3,5 ԳէՎ էներգիայով ֆոտոնների համար։ Առաջարկված է փորձարարական սարքավորման սխեմա Երևանի սինքրոտրոնի ֆոտոնային կանալի վրա համապատասխան չափումները կատարման համար։

INFLUENCE OF ACOUSTIC WAVES ON THE COHERENT ELECTRON-POSITRON PAIR CREATION IN A QUARTZ MONOCRYSTAL FOR THE ENERGY OF PHOTONS 3.5 GeV

A.R. MKRTCHYAN, A.A. SAHARIAN, V.V. PARAZIAN, A.H. MKRTCHYAN, H.H. VARTAPETIAN, A.M. SIRUNYAN, G.G. HAKOBYAN, J.V. MANUKYAN

The influence of hypersonic waves excited in a quartz monocrystal on the process of coherent electron-positron pair creation by high-energy photons is investigated. The concrete calculations of the cross-section for the process are carried out for photons with the energy 3.5 GeV. The scheme of experimental setup is proposed for the corresponding measurements on the photon channel of the Yerevan synchrotron.