

УДК 533.9

КАНАЛИРОВАННЫЕ ПОЗИТРОНЫ КАК ИСТОЧНИК ГАММА ИЗЛУЧЕНИЯ

К.Б. ОГАНЕСЯН

Национальная научная лаборатория им. А.И. Алиханяна, Армения

e-mail: bsk@yerphi.am

(Поступила в редакцию 28 ноября 2014 г.)

Показана возможность каналирования низкоэнергетических (5–20 МэВ) релятивистских позитронов вокруг отдельных кристаллографических осей с коаксиальной симметрией отрицательных ионов в некоторых типах кристаллов. Детально изучен процесс аннигиляции позитронов с электронами среды. Найдено время жизни позитрона в режиме каналирования (10^{-6} сек), которое в 10^9 – 10^8 раз больше, чем в обычных случаях.

1. Введение

Изучение способов генерации коротковолнового когерентного излучения всегда было существенной проблемой науки, стимулируемой его широким прикладным значением. В работе [1] впервые был предложен механизм излучения релятивистских электронов при их движении в периодических структурах (см. также [2]), позже такие типы структур были названы ондуляторами. Эта работа [1] существенно ускорила процесс создания современных устройств – лазеров на свободных электронах (ЛСЭ) [3,4]. Несмотря на то, что технология генерации ондуляторного излучения (ОИ) стабильно развивается и успехи её очевидны [5–7], однако проблемы также существуют и остаются нерешенными до наших дней. Частота ОИ определяется длиной периодического элемента (в ЛСЭ с ондулятором она макроскопическая – от нескольких миллиметров до нескольких сантиметров), энергией электронов и магнитным полем. Дефектами ондуляторов являются их большие размеры (несколько десятков метров) и использование электронов с большими энергиями (порядка ГэВ и больше).

После открытия каналирования электронов (позитронов) в кристаллах [8–10] и сопровождающим его коротковолновым излучением появилась надежда решить вышеуказанные проблемы хотя бы частично. В частности, были решены проблемы генерации коротковолнового рентгеновского излучения с менее энергетичными электронами (порядка нескольких МэВ) на очень малых расстояниях (порядка нескольких мкм). Однако возникает новая проблема, связанная с тем,

что в режиме каналирования частицы (электроны и позитроны), как правило, живут $10^{-14} - 10^{-15}$ сек, и это время мало для превращения значительной части энергии частиц в энергию излучения.

Квантовая теория каналирования электронов и позитронов разрабатывалась многими авторами [11–13]. Следует отметить, что электрон в кристалле может совершать как плоское, так и осевое каналирование, в то время как для позитронов только один тип реального каналирования известен – режим, где частица локализована между двумя смежными плоскостями. Возможность осевого каналирования положительных частиц не исследована серьезно до сих пор, потому что кристаллографические оси независимо от типа кристаллов заряжены положительно.

Исследование возможностей осевого каналирования позитронов и, следовательно, образование метастабильных релятивистских позитронных систем (ПС) – проблема, имеющая крайне важное значение для физики излучения. Изучению каналирования позитронов посвящена работа [14], где впервые сообщается о наблюдении аннигиляционного излучения позитронов с энергией 3 МэВ при прохождении кристалла золота. Эксперименты были выполнены на ускорителе Пеллетрон в Ливерморской национальной лаборатории с энергией позитронов 3 МэВ и выходом позитронов 10^5 позитрон/сек.

Макроскопическое каналирование в магнитных системах и в интенсивной электромагнитной волне изучалось в работах [15–24]. В более ранних работах [25] авторы исследовали возможности ионных кристаллов типа CsCl и показали, что главный фактор деканалирования – рассеяние частиц на фононах подсистемы, отсутствует при каналировании позитронов вокруг осей отрицательно заряженных ионов Cl^- .

В этой статье анализируется процесс аннигиляции релятивистских ПС или позитрон атома (ПА), который образуется позитроном и электроном среды, и найдены времена жизни позитрона в режиме каналирования.

2. Образование релятивистских позитронных систем

В предыдущей работе [26] мы показали, что если релятивистские позитроны с низкой энергией 5–20 МэВ рассеиваются под малыми углами $\theta < \theta_L$ (где θ_L – угол Линдхарда) к оси $\langle 100 \rangle$ ионов хлора Cl^- в кристаллах CsCl, то они попадают в режим осевого каналирования. Кроме того, движения позитронов сконцентрированы между двумя цилиндрами, что очень важно с точки зрения устойчивости движения. Показано, что эффективный 2D потенциал каналирования не зависит от температуры среды в широком диапазоне температур и имеет глубину ~ 10 эВ, которая достаточна для формирования нескольких квантовых состояний поперечного движения.

Эффективный потенциал такого типа может быть и в других кристаллах.

Например, таким является эффективный потенциал осей отрицательно заряженных ионов O_2 в кристалле SiO_2 , часто используемого в экспериментах. Другими словами, релятивистские позитроны в описанном режиме каналирования не взаимодействуют с фононами подсистемы. Это означает, что основной фактор деканалирования частиц в рассматриваемом случае отсутствует.

Учитывая симметрию эффективного потенциала вокруг оси отрицательных ионов для позитронов, можно написать следующую аналитическую формулу для эффективного потенциала:

$$U(\rho) = U_0(e^{-2\alpha\bar{\rho}} - 2e^{-\alpha\bar{\rho}}), \quad \bar{\rho} = (\rho - \rho_0)/\rho_0, \quad \rho = \sqrt{x^2 + y^2}, \quad (1)$$

где U_0 – глубина ямы, α – определяет ширину потенциала, ρ_0 – равновесное расстояние (рис.1). Для обычных кристаллов эти параметры находятся в интервалах $U_0 = 5-10$ эВ, $\alpha = 0.5-0.8$ и $\rho_0 \sim 0.5d$, где d – постоянная решетки.

Полная волновая функция позитрона в потенциале (1) и собственные значения локализованных состояний найдены и представлены в работе [26].

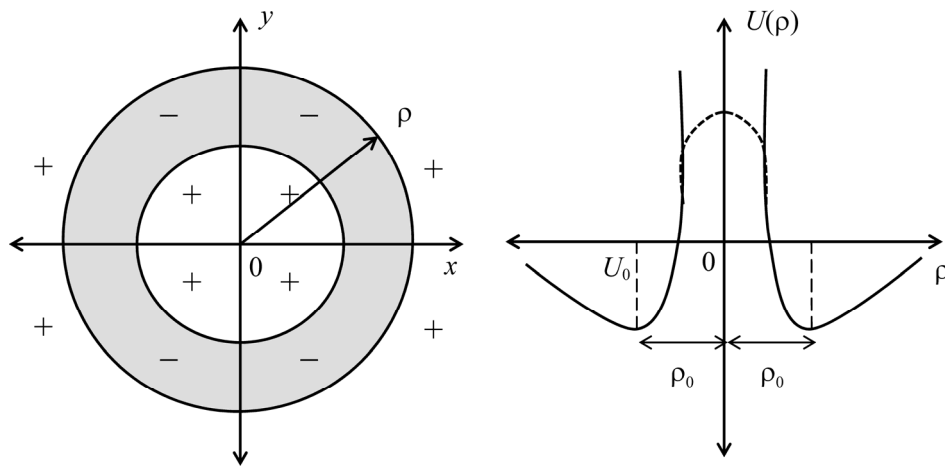


Рис.1. (а) Эффективный потенциал осевого каналирования для позитронов вокруг оси отрицательно заряженных ионов. (б) Профиль вдоль радиуса ρ , который в области локализации позитронов хорошо описывается потенциалом Морзе.

3. Процессы, приводящие к распаду ПС

После исключения основных факторов деканалирования по-прежнему остаются два разных процесса, которые приводят к распаду ПС: 1) аннигиляция позитрона с электроном среды на один γ -фотон; 2) аннигиляция позитрона с электроном среды на два γ -фотона. Нашей основной задачей является исследование времени жизни ПС.

3.1. Аннигиляция позитрона с электроном среды на один γ -фотон

Очевидно, что ПС может быть представлена в виде системы с общим нулевым спином (как парапозитроний), потому что скелет отрицательно заряженных ионных осей не обладает спином и, соответственно, спин-спиновое взаимодействие между ними и позитроном отсутствует, т.е. взаимодействие между позитроном и осью только электромагнитное. Другим различием между позитронием и ПС является возможность распада последнего на один γ -фотон. В этом случае выполняются законы сохранения энергии и импульса из-за наличия среды. Этот процесс определяется матричным элементом первого порядка [27]

$$Q = \langle f | S^{(1)} | i \rangle = \frac{2\pi i e}{\sqrt{2\omega}} \int \Psi^*(\mathbf{r}) \mathbf{e} e^{-i\mathbf{q}\mathbf{r}} \psi(\mathbf{r}) d^3r \delta(\varepsilon_p + \varepsilon_e - \omega), \quad (2)$$

где e – заряд электрона, Ψ и ε_p – волновая функция и полная энергия позитрона, ψ и ε_e – волновая функция и энергия электрона среды, $\mathbf{q}$ – импульс γ -фотона, ω – его частота и $\mathbf{e}$ – единичный вектор поляризации фотона.

Для эффективного дифференциального сечения аннигиляции можно написать следующее выражение:

$$d\sigma = \frac{e^2}{2(2\pi)^2 \omega} \sum_{v_e, v_p} |Q|^2 \delta(\varepsilon_p + \varepsilon_e - \omega) \omega^2 d\omega_\gamma, \quad (3)$$

где $d\omega_\gamma = \sin\theta d\theta d\phi$ – элемент телесного угла, внутри которого находится импульс фотона, v_e и v_p – индексы суммирования спинов электронов и позитронов в начальном состоянии.

Используя процедуру, описанную в работе [26], для Q получаем

$$Q = \frac{2(2\pi)^{5/2}}{\mu d} \delta(p_z - q_z) \hat{\psi}(0) p_z^{1/2} \int_0^\infty \Theta_0(p'_\perp) p'^{3/2}_\perp dp'_\perp, \quad (4)$$

где $\hat{\psi}(0)$ – Фурье-образ волновой функции электрона и функция $\Theta_0(p_\perp)$ определена в работе [26]. Используя выражение (4) и стандартное соотношение между амплитудой и вероятностью [27] однофотонного перехода распада ПС, мы можем оценить вероятность как

$$P_\gamma \sim 10^6 \text{ сек}^{-1}. \quad (5)$$

Для нахождения (5) мы использовали параметры кристалла CsCl с постоянной решетки $d = 0.411 \text{ нм}$.

3.2. Аннигиляция позитрона с электроном среды на два γ -фотона

Как уже отмечалось, ПА похож на позитроний, поэтому процессы распада должны быть похожи. Это означает, что вероятность аннигиляции ПА похожа на вероятность аннигиляции позитрония, и мы можем связать распад ПА с вероятностью уничтожения свободной пары позитрона и электрона. Очевидно, что процесс аннигиляции в рассматриваемом случае не зависит от ориентации спинов

электрона и позитрона.

Анализ Фурье-образа волновой функции ПА $\Theta_0(p_\perp)$ в основном состоянии показывает, что амплитуды вероятности найти позитрон и электрон с импульсами $p_\perp$ и $p_\perp$ являются существенными для моментов $p_\perp \sim 1/\rho_0$. Принимая это во внимание, сечение процесса для низкоэнергетических позитронов (а именно такими являются энергии локализации позитронов) может быть представлено формулой [27]

$$\sigma = \pi r_0^2 / v_\perp, \quad (6)$$

где r_0 – классический радиус электрона, $v_\perp = p_\perp / \mu$ – скорость позитрона в плоскости (x, y) , где движение позитрона локализовано между двумя кругами (рис.1).

Наконец, используя волновую функцию из работы [26] и выражение (6), мы можем написать для вероятности распада ПА на два γ -фотона

$$P_{2\gamma} = \frac{1}{(2\pi)^2 \rho_0 d} |\Phi_{0,0}(\rho_0)|^2 (v_\perp \sigma)_{v_\perp \rightarrow 0} = \frac{r_0^2}{4\pi \rho_0 d} |\Phi_{0,0}(\rho_0)|^2 \sim 10^6 \text{ сек}^{-1}, \quad (7)$$

где $\Phi_{n,m}(\rho)$ описывает радиальную часть волновой функции ПА, которая в основном состоянии обозначена как $\Phi_{0,0}(\rho)$ и определена в работе [26].

4. Заключение

Наши исследования показали, что проблема, связанная с короткой длиной деканализирования, решается, если рассматривать каналирование позитронов с энергией 5–20 МэВ, в частности, в ионных кристаллах типа CsCl вдоль ионов хлора (ось $\langle 100 \rangle$). В этом случае в кристалле образуется двумерная релятивистская ПС, которая с фононами подсистемы решетки практически не взаимодействует. Все другие типы воздействия на ПС, а именно: столкновения с электронами среды, рассеяние на дискретностях решетки и т.д., являются возмущениями. Другими словами, вышеупомянутым способом с высокой долей вероятности можно создать 2D релятивистскую ПС в среде со временем жизни больше, чем 10^{-6} – 10^{-7} сек. Это означает, что решена основная проблема создания наноондуляторов, имеющих большие времена жизни.

ЛИТЕРАТУРА

1. **В.Л. Гинзбург.** Изв. АН СССР, Сер. Физ., **11**, 165 (1947).
2. **G.A. Schott.** Electromagnetic Radiation and the Mechanical Reactions Arising from It. Cambridge Univ. Press, 1912.
3. **C.A. Brau.** Free-Electron Lasers. Boston, Academic, 1990.
4. **M.V. Fedorov.** Atomic and Free Electrons in a Strong Light Field. Singapore, World Scientific, 1997.
5. **C. Scholl, V. Schaa** (eds). Proc. FEL'13, New York, 2013.
6. **T. Satogata, C. Petit-Jean-Genaz, V. Schaa** (eds). Proc. NA PAC'13, Synchrotron Radiation and Light Sources, Pasadena, LA, USA, 2013.

7. **H.H. Braun.** Proc. IPAC 2012, FRAP01, New Orleans, USA, 2012, p. 4180.
8. **J.A. Davies, J. Friesen, J.D. McIntyre.** Can. J. Chem., **38** 1526 (1960).
9. **M.T. Robinson, O.S. Oen.** Appl. Phys. Lett., **2**, 30 (1963).
10. **J. Lindhard.** Mat.- Fys. Medd., Kog. Dan. Vid. Selsk. **14**, 34 (1965).
11. **M.A. Kumakhov.** Phys. Lett. A, **57**, 17 (1976).
12. **V.V. Beloshitsky, F.F. Komarov.** Phys. Rep., **93**, 117 (1982).
13. **В.А. Базылев, Н.К. Жеваго.** УФН, **25**, 565 (1982).
14. **A.W. Hunt, D.B. Cassidy, F.A. Selim, R. Haakenaasen, T.E. Cowan, R.H. Howell, K.G. Lynn, J.A. Golevchenko.** NIM in Physics Research, **B 164-165**, 44 (2000).
15. **K.B. Oganessian, M.L. Petrosyan.** YERPHI-475(18), 81, Yerevan, (1981).
16. **M.V. Fedorov, K.B. Oganessian.** IEEE J. Quant. Electr., **QE-21**, 1059 (1985).
17. **Д.Ф. Зарецкий, Э.А. Нерсесов, К.Б. Оганесян, М.В. Федоров.** Квантовая электроника, **13**, 685, (1986).
18. **Э.А. Нерсесов, К.Б. Оганесян, М.В. Федоров.** ЖТФ, **56**, 2402 (1986).
19. **К.Б. Оганесян, М.В. Федоров.** ЖТФ, **57**, 2105 (1987).
20. **M.L. Petrosyan, L.A. Gabrielyan, Yu.R. Nazaryan, G.Kh. Tovmasyan, K.B. Oganessian.** Laser Physics, **17**, 1077 (2007).
21. **M.V. Fedorov, K.B. Oganessian, A.M. Prokhorov.** Appl. Phys. Lett., **53**, 353 (1988).
22. **К.Б. Оганесян, А.М. Прохоров, М.В. Федоров.** ЖЭТФ, **94**, 80 (1988).
23. **Е.М. Sarkisyan, K.G. Petrosyan, K.B. Oganessian, V.A. Saakyan, N.Sh. Izmailyan, C.K. Hu.** Laser Physics, **18**, 621 (2008).
24. **М.Л. Петросян, Л.А. Габриелян, Ю.Р. Назарян, Г.Х. Товмасын, К.Б. Оганесян.** Изв. НАН Армении, Физика, **42**, 57 (2007).
25. **А.С. Геворкян.** ЖТФ, **34**, 285 (1989).
26. **A.I. Artemiev, M.V. Fedorov, A.S. Gevorgyan, N.Sh. Izmailyan, R.V. Karapetyan, K.B. Oganessian, A.A. Akopyan, Yu.V. Rostovtsev, M.O. Scully, G. Kurizki.** J. Mod. Optics, **56**, 2148 (2009).
27. **А.И. Ахиезер, В.Б. Берестецкий.** Квантовая электродинамика. Москва, Наука, 1969.

ԿԱՆԱԼԱՅՎԱԾ ՊՈԶԻՏՐՈՆՆԵՐԸ ՈՐՊԵՍ ԳԱՄՄԱ ՃԱՌԱԳԱՅԹՄԱՆ ԱՂԲՅՈՒՐ
Կ.Բ. ՆՈՎԶԱՆՆԻՍՅԱՆ

Ցույց է տրված ցածր էներգիաներով (5–20 MeV) ռելյատիվիստական պոզիտրոնների կանալացման հնարավորությունը համակենտրոն սիմետրիայով որոշ խոնային բյուրեղներում: Մանրամասն ուսումնասիրված է պոզիտրոնների աննիհիլյացիայի պրոցեսը միջավայրի էլեկտրոնների հետ: Գնահատված է պոզիտրոնի կյանքի տևողությունը կանալացման ռեժիմում (10^{-6} վ), որը 10^9 – 10^8 անգամ մեծ է սովորական դեպքերից:

CHANNELED POSITRONS AS A SOURCE OF GAMMA RADIATION

K.B. OGANESYAN

A possibility of channeling of low-energy (5–20 MeV) relativistic positrons around separate crystal axes with coaxial symmetry of negative ions in some types of crystals is shown. The annihilation processes of positrons with electrons of medium are investigated in details. The lifetime of a positron in the regime of channeling (10^{-6} sec), that is 10^9 – 10^8 times higher than in usual cases, is found.