

ПОЛЯРИЗАЦИЯ И СПЕКТР ПУЧКОВ γ -КВАНТОВ, ПОЛУЧАЕМЫХ ПРИ СТОЛКНОВЕНИИ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ИОНОВ С ЛАЗЕРНЫМИ ФОТОНАМИ

С.М.Дарбинян, К.А.Испирян, Д.Б.Саакян

Исследовано резонансное рассеяние лазерных фотонов на движущихся ионах. Показано, что при релятивистских энергиях ионов можно получить квазимонохроматический пучок γ -квантов с высокой степенью поляризации.

В связи с тем, что в ближайшее время на различных ускорителях будут получены пучки релятивистских ионов ¹⁾, возрос интерес к методу получения квазимонохроматических и поляризованных пучков γ -квантов, предложенному в 1973 г. Испиряном и Маргаряном ¹. Об этом свидетельствует также опубликованная в 1985 г. работа Басова и др. ², посвященная той же проблеме. В настоящей работе впервые теоретически исследованы поляризация и энергетическое и угловое распределения образованных γ -квантов, т. е. характеристики, необходимые для постановки эксперимента. Как и при методе обратного комптоновского рассеяния ⁴⁻⁶, полученные формулы имеют простой и общий характер. Так как сечение резонансного рассеяния на много порядков больше сечения комптоновского рассеяния ^{1, 2}, можно надеяться, что в будущем метод резонансного рассеяния лазерного излучения ионами найдет широкое применение.

Рассмотрим в лабораторной системе (ЛС) лобовое столкновение ионов с импульсом p и массой M с фотонами с импульсом и энергией k_1, ω_1 ($\hbar = c = 1$). В системе покоя ионов (СП), движущейся относительно ЛС со скоростью β , частота падающих фотонов равна $\omega'_1 = (1 + \beta)\gamma\omega_1$. Если ω'_1 близка или равна одному из энергий ω_{in} переходов между энергетическими уровнями иона, то происходит резонансная флуоресценция (поглощение и испускание фотонов). Предполагая, что в СП частоты падающего и рассеянного фотонов равны $\omega'_2 = \omega'_1$, приходим к следующей формуле, однозначно связывающей энергию ω_2 и угол θ между импульсами k_1 и k_2 в ЛС:

$$\omega_2 = \omega_1(1 + \beta) / (1 + \beta \cos \theta). \quad (1)$$

Сущность метода ¹ заключается в том, что при $\beta \rightarrow 1$ или $\gamma \gg 1$ с увеличением θ частота ω_2 увеличивается, достигая значения $\omega_{2max} \approx 4\gamma^2\omega_1$ при $\theta = \pi$. При этом большая часть рассеянных фотонов, имеющая в СП почти изотропное распределение, в ЛС испускается под малыми углами θ_1 относительно импульса p : $\theta_1 = \pi - \theta \sim 1/\gamma$, преобразовав световой пучок в квазимонохроматический и поляризованный пучок γ -квантов.

Исходя из соответствующих выражений ^{7, 8} для резонансной флуоресценции, можно получить следующую формулу для дифференциального сечения в ЛС для наиболее практически интересного случая перехода $1s^2\ ^1S_0 \rightarrow 1s\ 2p\ ^1P_1$ и лобового столкновения:

$$d\sigma(k_1, e_1, k_2, e_2) = A \left| e_1 e_2^* - \beta \frac{(k_2 e_1)(k_1 e_2^*)}{\omega_1 \omega_2 + \beta k_1 k_2} \right|^2 \frac{d\Omega}{(1 + \beta \cos \theta)^2}, \quad (2)$$

где Γ_{01} — ширина перехода, e_1, e_2 — векторы поляризаций падающих и рассеянных фотонов, а через A обозначено выражение

$$A = \frac{9}{16} \frac{1}{4\gamma^4\omega_1^2} \frac{\Gamma_{01}}{(\omega_{01} - 2\gamma\omega_1)^2 + \Gamma_{01}^2/4}. \quad (3)$$

¹⁾ В частности, в конце 1986 г. в ЦЕРН'е на SPS ионы кислорода OVII будут ускорены до энергий с $\gamma = E/M \approx 225$ ³.

В случае полной линейной поляризации падающих фотонов ($\xi_3^{(1)} = 1$), после суммирования по поляризациям конечного фотона, получим угловое (а с учетом (1) и спектральное) распределение рассеянных фотонов:

$$d\sigma(\theta, \varphi, \mathbf{e}_1) = A \left[1 - \frac{\sin^2 \theta \cos^2 \varphi}{\gamma^2 (1 + \beta \cos \theta)^2} \right] \frac{d\Omega}{(1 + \beta \cos \theta)^2}, \quad (4)$$

где φ — азимутальный угол \mathbf{k}_2 (угол между плоскостями $(\mathbf{k}_1, \mathbf{e}_1)$ и $(\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2)$). При этом рассеянные фотоны линейно поляризованы в плоскости $(\mathbf{e}_1, \mathbf{k}_2)$ и их степень поляризации после интегрирования по азимуту φ равна:

$$\xi_2^{(2)}(\theta, \mathbf{e}_1) = 1 + 2\beta^2 \gamma^2 \frac{(1 - |\cos \theta|)^2}{\sin^2 \theta - 2\gamma^2 (1 + \beta \cos \theta)^2}. \quad (5)$$

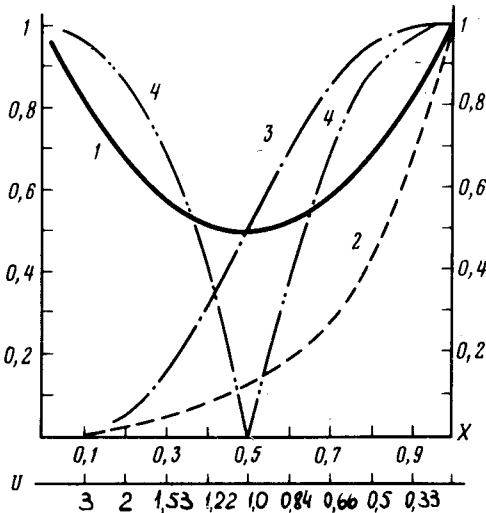
При $\gamma \gg 1, \theta_1 \ll 1$, введя обозначения $u = \gamma \theta_1, x = \omega_2 / \omega_{2max}, (1 + u^2 = 1/x)$, для спектрального (углового) распределения и линейной поляризации получим:

$$\frac{d\sigma(x)}{dx} = 4\pi\gamma^2 A (1 - 2x + 2x^2), \quad \frac{d\sigma(u)}{d\Omega} = 4\gamma^4 A \frac{1 + u^4}{(1 + u^2)^4}, \quad \xi_3^{(2)}(u, \xi_3^{(1)} = 1) = 1 - \frac{u^4}{1 + u^4}. \quad (6)$$

В случае полной правой или левой циркулярной поляризации начальных фотонов ($\xi_2^{(1)} = \pm 1$) циркулярная поляризация $\xi_2^{(2)}$ конечных фотонов равна:

$$\xi_2^{(2)}(u, \xi_2^{(1)} = \pm 1) = \mp (1 - 2u^4 / (1 + u^4)). \quad (7)$$

На рисунке показаны зависимости (6) и (7) от x или u , которые похожи на соответствующие зависимости для комптон-эффекта на движущемся электроне (см. ⁶ и процитированную там литературу).



Спектральное и угловое распределения и поляризации рассеянных фотонов. Кривые 1, 2, 3 и 4 — зависимости от x или от u для $(1/4\pi\gamma^2 A)(d\sigma(x)/dx)$, $(1/4\pi\gamma^4 A)(d\sigma(u)/d\Omega)$, $\xi_3^{(2)}(u, \xi_3^{(1)} = 1)$ и $\xi_2^{(2)}(u, \xi_2^{(1)} = \pm 1)$, соответственно

Поскольку в действительности сталкивающиеся пучки ионов и фотонов не монохроматичны, а имеют определенные энергетические распределения $P(\gamma)$ и $P_1(\omega_1)$, то для учета этого обстоятельства во всех вышеприведенных формулах необходимо провести усреднения, что эффективно сводится к усреднению коэффициента A . Предполагая, что распределения $P(\gamma)$ и $P_1(\omega_1)$ имеют лоренцову форму с полными ширинами $\Delta\gamma$ и $\Delta\omega_1$ и учитывая, что в реальных ситуациях $\Delta\gamma/\gamma \gg \Delta\omega_1/\omega_1 \gg \Gamma_{01}/\omega_{01}$, получим $\bar{A} = (9/4\gamma^2 \omega_{01}^2)(\Gamma_{01}/\omega_{01})(\gamma/\gamma)^{-1}$.

Для вышеупомянутого перехода для ионов OVII $\Gamma_{01} = 1,364 \cdot 10^{-2}$ эВ, $\omega_{01} = 571,3$ эВ ⁸ и при $\Delta\gamma/\gamma = 10^{-3}$ полное сечение флуоресценции равно $\sigma = 5,37 \cdot 10^{-16}$ см² (сравни с полным сечением комптон-эффекта $\sigma_K = 6,65 \cdot 10^{-26}$ см²). При использовании лазера Nd —

YAG или лазера на аргоне имеем, соответственно, $\omega_1 = 1,064$ эВ, $\gamma = 268,5$, $\omega_{2max} = 307$ кэВ и $\omega_1 = 2,4$ эВ, $\gamma = 119$, $\omega_{2max} = 136$ кэВ. Если использовать коллиматор с угловым раствором $\bar{u} = 1/3$, то получится квазимонохроматический пучок γ -квантов с энергией $(0,9 \div 1) \omega_{2max}$ с $\Delta\omega_2/\omega_2 \sim 10\%$, при этом степень поляризации близка к единице (см. рисунок), а интегральное сечение составит $0,14$ от $\sigma = \frac{2}{3} \pi \gamma^2 A$, которое не зависит от γ , так как $A \sim 1/\gamma^2$.

В заключение отметим, что как показано в ^{1, 2} из-за такой огромной величины сечения $\sim 10^{-16}$ см², если число первичных фотонов N_1 намного больше числа ионов $N_{\text{ион}}$ в импульсах, то в реальных условиях число полученных γ -квантов N_γ при одном столкновении будет примерно во столько раз больше $N_{\text{ион}}$, во сколько раз длина объема взаимодействия больше длины, на которой возбужденный ион со временем жизни $\gamma\tau_0$ (для OVII $\tau_0 = 5 \cdot 10^{14}$ с) излучает фотон.

Литература

1. *Ispirian K.A., Margarian A.T.* Phys. Lett., 1973, **44**, 377.
 2. *Басов Н.Г., Ораевский А.Н., Чичков Б.Н.* ЖЭТФ, 1985, **89**, 66.
 3. CERN Courier, 1985, **25**, 427.
 4. *Арутюнян Ф.Р., Туманян В.А.* ЖЭТФ, 1963, **44**, 2100.
 5. *Milburn R.H.* Phys. Rev. Lett., 1963, **10**, 75.
 6. *Куликов О.Ф.* Труды ФИАН, 1975, **80**, 66.
 7. *Берестецкий В.Б., Лифшиц Е.М., Питаевский Л.П.* Релятивистская квантовая теория, ч. 1, М.: Наука, 1968.
 8. *Собельман И.И.* Введение в теорию атомных спектров. М.: Наука, 1977.
- Ереванский физический институт

Поступила в редакцию
29 апреля 1986 г.