АСТРОФИЗИКА

ТОМ 19 МАЙ, 1983 ВЫПУСК 2

УДК 524.3—48—735

ФОТОРОЖДЕНИЕ ЭЛЕКТРОННО-ПОЗИТРОННЫХ ПАР В КОМПАКТНЫХ РЕНТГЕНОВСКИХ ИСТОЧНИКАХ

Ф. А. АГАРОНЯН, А. М. АТОЯН, А. М. НАГАПЕТЯН

Поступила 5 июля 1982
Принята к печати 27 января 1983

Обсуждается роль процесса фоторождения электронно-позитронных пар в компактных рентгеновских источниках. Получены спектральные характеристики электронов и позитронов, рождающихся в изотропном облаке фотонов.

1. *Введение*. Поиски рентгеновского излучения от γ-источников, открытых специализированными спутниками COS-B и SAS-2, показали, что большинство из них обладает слабым излучением ($F_x \lesssim 10\ \mu Jy$) в интервале энергии 2—10 кэВ [1]. В то же время многие яркие рентгеновские источники (например, Sco X-I или Cyg X-I) не видны в жестких γ-лучах на уровне чувствительности современных γ-телескопов. Одной из причин этой довольно неожиданной антикорреляции между рентгеновскими и γ-потоками могло бы быть поглощение γ-квантов в фотон-фотонных столкновениях с образованием электронно-позитронных пар.

Поглощение γ-квантов в компактных рентгеновских источниках впервые рассматривалось Хертрихом в работе [2], где было показано, что в источниках со светимостью $L_x \gtrsim 10^{36}$ эрг/с и характерными размерами $R \lesssim 10^7$ см имеет место сильное ослабление потоков выходящего γ-излучения, за исключением ситуации, когда генерируемые фотоны имеют сильную направленность. В частности, присутствие в спектре пульсара NP 0531+21 в Крабовидной туманности как рентгеновских, так и γ-фотонов свидетельствует об анизотропном механизме генерации излучения этого источника.

В то же время следует отметить, что при прохождении высокоэнергичных γ-квантов через фотонный газ происходит не только поглощение, но и генерация вторичных гамма-квантов в результате обратного комптоновского рассеяния релятивистских электронов и позитронов на тех же мягких фотонах и, возможно, тормозного излучения и аннигиляции позитронов на лету.

Анализ физических условий в области генерации γ-излучения сейфертовской галактики NGC 4151, квазара 3C 273, а также во многих источниках γ-вспышек показывает, что в них развивается высокоэнергичный электронно-позитронно-фотонный каскад. Основными процессами, участвующими в развитии подобного каскада в горячей плазме, являются фоторождение и аннигиляция $e^+ - e^-$ пар, комптоновское рассеяние, тормозные процессы, упругие e-e рассеяния и т. д. Наблюдательные результаты рентгеновской и гамма-астрономии стимулировали многочисленные работы по изучению этих процессов в астрофизических объектах. Менее всего исследован процесс фоторождения пар. Наиболее подробное рассмотрение. проведенное Никишовым [3] и Гулдом и Шредером [4], относится лишь к вопросу о коэффициенте поглощения γ-кванта в результате фоторождения, не затрагивая характеристик рождающихся электронов и позитронов. Между тем в развитии каскада этот процесс играет ключевую роль, а для построения количественной теории каскада знание спектральных характеристик вторичных электронов и позитронов является необходимым. Данная работа посвящена этому вопросу.

2. *Поглощение γ-квантов в фотонном газе.* Полное сечение образования пары в системе центра инерции имеет вид (см., например, [5])

$$\sigma = \frac{\pi r_0^2}{\gamma_0^2}\left[\left(2+\frac{2}{\gamma_0^2}-\frac{1}{\gamma_0^4}\right)\ln\left(\gamma_0+\sqrt{\gamma_0^2-1}\right)-\sqrt{\gamma_0^2-1}\left(1+\frac{1}{\gamma_0^2}\right)\right], \tag{1}$$

где $\omega_0 \equiv \gamma_0 mc^2$ есть энергия сталкивающихся фотонов в системе центра инерции и связана с энергиями фотонов в лабораторной системе ω и E_j

$$\omega_0^2 = \frac{\omega E_\gamma (1-\cos\theta_0)}{2} \geqslant (mc^2)^2, \tag{2}$$

где θ_0 — угол между импульсами сталкивающихся фотонов.

Из (2) следует, что 2 фотона могут образовать $e^+ - e^-$ пару при условии

$$E_\gamma \geqslant 2m^2c^4/\omega(1-\cos\theta_0) = 500\left[(1-\cos\theta_0)\left(\frac{\omega}{1\ \text{кэв}}\right)\right]^{-1}\ \text{Мэв}. \tag{3}$$

Рассмотрим поглощение γ-квантов с энергией E_γ при прохождении через облако изотропно распределенных фотонов с энергетическим распределением $n(\omega)$. Оптическая толща рассматриваемого облака с характерным размером l равна

$$\tau(E_\gamma) = cl \int\int n(\omega)(1-\cos\theta_0)\,\sigma(\omega, E_\gamma, \theta_0)\frac{d\omega d\Omega}{4\pi} = cl \int\limits_{\frac{m^2c^4}{E_\gamma}}^{\infty} n(\omega)\langle\sigma\rangle d\omega, \quad (4)$$

где

$$\langle\sigma\rangle = \frac{1}{2}\int\limits_{-1}^{(1-2m^2c^4/\omega E_\gamma)} (1-\cos\theta_0)\,\sigma d\cos\theta_0 \quad (5)$$

есть усредненное по направлениям сечение (1) для изотропно распределенных моноэнергетических фотонов с энергией ω. Фактор $(1-\cos\theta_0)$ учитывает поток сталкивающихся фотонов.

Точное интегрирование выражения (5) проводилось Гулдом и Шредером [4]. Однако в дальнейшем мы будем использовать более простое выражение для усредненного сечения $\langle\sigma\rangle$, получаемое при приближенном интегрировании (5):

$$\langle\sigma\rangle = \frac{4\pi r_0^2}{z^4}\left[\left(z^2-1+\frac{1}{2z^2}+\ln 2z\right)\ln\left(z+\sqrt{z^2-1}\right)+\frac{1}{2}\ln^2 z - \right.$$
$$\left. -\frac{1}{2}\ln^2\left(z+\sqrt{z^2-1}\right)+\ln 2\ln z - z\sqrt{z^2-1}\right], \quad (6)$$

где $z = \sqrt{\omega E_\gamma}/mc^2$.

Отметим, что формула (6) обеспечивает точность не хуже 5% при любых значениях z. Усредненное сечение (6) имеет максимум при значении $z = \sqrt{3}$, а для $z \gg 1$ ведет себя по закону $\sim z^{-1}\ln z$.

Хертрихом [2] для произвольного спектра фотонов $n(\omega)$ предлагалась простая приближенная формула для $\tau(E_\gamma)$:

$$\tau(E_\gamma) \simeq \bar{\tau}(E_\gamma) = 2.5\,E_s\sigma_0 n(2E_s), \quad (7)$$

где

$$\sigma_0 = 1.7\cdot 10^{-25}\ \text{см}^2 \text{ и } E_s = 2m^2c^4/E_\gamma.$$

Как показывает анализ, формула (7) является корректной лишь для медленно спадающих спектров $n(\omega)$, поскольку она получена в δ-функциональном приближении для сечения фоторождения. В частности, она достаточно хорошо работает (с точностью до фактора 2) для степенных спектров $n(\omega) \sim \omega^{-\alpha}$ с $\alpha \leqslant 3$. Для данного спектра отношение точного результата интеграла (4) к формуле (7) аппроксимируется выражением

$$\tau/\bar{\tau} \simeq 0.14\cdot 4^{\alpha} A(\alpha). \quad (8)$$

Значение функции $A(\alpha)$ и отношение $(\tau/\bar{\tau})$ приведены в таблице:

α	$A(\alpha)$	$\tau/\bar{\tau}$
0.5	7.06	2.01
1	1.74	0.99
2	0.41	0.93
3	0.20	1.82

Однако для быстро спадающих (либо узких) спектров выражение (7) может приводить к существенным ошибкам. Так, например, истинная оптическая толща τ по фоторождению для γ-квантов при прохождении через поле комптонизованного излучения тепловой (максвелловской) плазмы с температурой $kT \sim 0.1\, mc^2$ и томсоновской толщей $\tau_{\text{томс.}} \sim 1$ более чем на порядок превосходит значение $\bar{\tau}$ по формуле (7).

Зная расстояние до источника и предполагая, что рентгеновское и γ-излучение формируются в одной и той же области, легко найти критический размер $l_{\text{кр}}$ области генерации, начиная с которого ($l \lesssim l_{\text{кр}}$) реакция фоторождения становится существенной:

$$l_{\text{кр}} \simeq 6.1 \cdot 10^3 A(\alpha) (E_\gamma/mc^2)^{\alpha-1} \frac{(2-\alpha)(mc^2)^{2-\alpha}}{\omega_2^{2-\alpha} - \omega_1^{2-\alpha}} \left(\frac{L_X}{L_\odot}\right), \tag{9}$$

где $L_\odot = 3.8 \cdot 10^{33}$ эрг/с.

Формула (9) соответствует степенному спектру, рассматриваемому в пределах $\omega_1 \leqslant \omega \leqslant \omega_2$; L_X — светимость источника в этом диапазоне.

Одновременное рентгеновское и гамма-излучение наблюдалось от ряда активных галактик: от радиогалактики Центавр А [6], от сейфертовской галактики NGC 4151 [7] и от квазара 3С 273 [8]. Рентгеновское излучение этих источников хорошо аппроксимируется пологими степенными спектрами с показателями $\alpha = 1$ до $\alpha = 2$. Используя наблюдательные данные, из выражения (9) получаем следующие значения для $l_{\text{кр}}$: $\sim 10^{18}$ см для 3С 273; $5 \cdot 10^{16}$ см для NGC 4151 и $\sim 10^{14}$ см для Центавра А. Данные по переменности рентгеновского излучения позволяют ограничить размер l области генерации сверху. Так, например, максимальные размеры области генерации фотонов в диапазоне $2 \div 10$ кэВ для 3С 273 и NGC 4151 равны соответственно $3 \cdot 10^{17}$ см и $2 \cdot 10^{13}$ см, что значительно меньше критических размеров $l_{\text{кр}}$ по фоторождению.

Таким образом, если допустить, что рентгеновские и γ-лучи формируются в одной и той же области (к сожалению, до сих пор отсутствуют надежные данные по переменности γ-излучения этих источников, что позволило бы более определенно судить об этом), то обильное образование электронно-позитронных пар в результате фоторождения становится неизбежным.

Следует, однако, отметить, что условие $\tau_{\gamma\gamma} > 1$ еще не говорит о том, что γ-кванты не могут эффективно выходить из источника. Действительно, релятивистские электроны и позитроны, генерируемые в результате фоторождения, рассеиваясь в дальнейшем на тех же рентгеновских фотонах, приводят к образованию вторичного γ-излучения. Эффективность этого процесса весьма высока при выполнении условия [9, 10] $(4\omega E_e)/(m^2c^4) \gtrsim 1$ (что, очевидно, имеет место в даннном случае), причем вторичный γ-квант получает практически всю энергию релятивистского электрона E_e [11]. Поэтому вывод работы [12] о том, что во избежание поглощения γ-квантов в 3С 273 необходимо предположить либо что рентгеновские и γ-лучи генерируются в различных областях, либо что 3С 273 находится на некосмологическом расстоянии, представляется весьма спорным.

Для корректного ответа на вопрос об условиях выхода γ-квантов из источника необходимо детальное рассмотрение развития высокоэнергичного каскада, в котором процесс фоторождения играет существенную роль. Поэтому исследование спектров рождающихся при этом процессе электронов и позитронов является необходимым.

3. *Спектр электронно-позитронных пар.* Дифференциальное сечение процесса фоторождения электронно-позитронных пар равно (см., например, [5])

$$d\sigma = \frac{r_0^2 d\vec{p}_+ d\vec{p}_-}{2\varepsilon_+ \varepsilon_- \omega_1\omega_2 (1-\cos\theta_0)} (B + 4A - 4A^2)\,\delta\,(\vec{k}_1 + \vec{k}_2 - \vec{p}_+ - \vec{p}_-)\times$$
$$\times\,\delta\,(\omega_1 + \omega_1 - \omega_2 - \varepsilon_+ - \varepsilon_-). \tag{10}$$

Величины

$$A \equiv \left(\frac{1}{\varkappa_1} + \frac{1}{\varkappa_2}\right), \quad B = \left(\frac{\varkappa_1}{\varkappa_2} + \frac{\varkappa_2}{\varkappa_1}\right) \tag{11а}$$

выражаются через релятивистские инварианты

$$\varkappa_1 = -2p_+^{(4)}k_1^{(4)}, \quad \varkappa_2 = -2p_+^{(4)}k_2^{(4)}, \tag{11б}$$

где $p_+^{(4)} = (\vec{p}_+, i\varepsilon_+)$, $p_-^{(4)} = (\vec{p}_-, i\varepsilon_-)$, $k_1^{(4)} = (\vec{k}_1, i\omega_1)$ и $k_2^{(4)} = (\vec{k}_2, i\omega_2)$ есть 4-импульсы позитрона, электрона и сталкивающихся фотонов. Выражение (10) записано в единицах $m = c = \hbar = 1$.

Рассмотрим облако изотропно распределенных фотонов с энергиями ω_1 и ω_2. Для нахождения спектра электронов и позитронов необходимо усреднить сечение (10) по направлениям импульсов взаимодействующих фотонов $\vec{k}_1$ и $\vec{k}_2$ с учетом плотности потока $j = 1 - \cos\theta_0$. При проведении усреднения по направлениям $\vec{k}_1$ и $\vec{k}_2$ в качестве независимых переменных удобно выбрать единичные векторы в направлении минимального из импульсов $|\vec{k}_1| \equiv k_1 = \omega_1$ и $|\vec{k}_2| \equiv k_2 = \omega_2$, и в направлении суммарного импульса фотонов $\vec{k} = \vec{k}_1 + \vec{k}_2$. Пусть $\omega_1 \leqslant \omega_2$. Тогда спектр электронов (позитронов), рождающихся при аннигиляции двух фотонов с энергиями ω_1 и ω_2 и произвольными направлениями $\vec{k}_1$ и $\vec{k}_2$, можно записать в виде

$$\frac{dN(\varepsilon_\pm, \omega_1, \omega_2)}{d\Omega_e} = \frac{1}{16\pi^2} \iint d\Omega_{\vec{k}} \int d\Omega_{\vec{k}_1} \frac{d\sigma}{d\Omega_e}(1 - \cos\theta_0). \tag{12}$$

Здесь $d\Omega_e$ есть телесный угол, в котором распространяется электрон. Отметим, что выбор пары векторов $\vec{k}$ и $\vec{k}_1$ ($\omega_1 \leqslant \omega_2$) является однозначным, поскольку пара $\vec{k}$ и $\vec{k}_2$ (вместо $\vec{k}$ и $\vec{k}_1$) не является независимой для всех возможных значений $k = |\vec{k}_1 + \vec{k}_2|$.

Пусть θ есть угол между векторами $\vec{p}_+$ и $\vec{k}$, а ψ — между $\vec{k}_1$ и $\vec{k}$. Тогда, записав законы сохранения энергии и импульса в виде $k^{(4)} - p_+^{(4)} = p_-^{(4)}$, а затем возведя его в квадрат, получим

$$\cos\theta = \frac{2\varepsilon_+ E - E^2 + k^2}{2kp_+}. \tag{13}$$

Из тождества $k^{(4)} - k_1^{(4)} \equiv k_2^{(4)}$ находим соотношение для

$$\cos\psi = \frac{k^2 - E\Delta}{2k\omega_1}, \tag{14а}$$

$$d\cos\psi = \frac{k^2 + E\Delta}{2\omega_1 k^2}\, dk, \tag{14б}$$

где $\Delta \equiv \omega_2 - \omega_1$, $E \equiv \omega_2 + \omega_1$. Используя соотношения (13) и (14а), можно выразить релятивистские инварианты $\varkappa_1$ и $\varkappa_2$ (11б) через переменные k и ε_+. Действительно, поскольку $\varkappa_1 = -2p_+^{(4)} k_1^{(4)} = 2\omega_1(\varepsilon_+ - p_+ \cos\theta_1)$, где θ_1 есть угол между $\vec{p}_+$ и $\vec{k}_1$, используя равенства (13) и (14), а также равенство

$$\cos\theta_1 = \cos\theta\cos\psi - \sin\theta\sin\psi\cos\varphi, \tag{15}$$

где φ — аксиальный угол между плоскостями $(\vec{k}, \vec{p}_+)$ и $(\vec{k}, \vec{k}_1)$, получаем

$$\varkappa_1 = \frac{E^2 - k^2}{2k^2}\,[t(x) + u\cos\varphi], \tag{16}$$

где введены обозначения

$$x = \varepsilon_- - E/2,$$
$$t(x) = k^2 + 2x\Delta, \tag{17}$$
$$u \equiv u(x^2) = \sqrt{(k^2 - \Delta^2)\left[k^2\left(1 - \frac{4}{E^2 - k^2}\right) - 4x^2\right]}.$$

Для определения $\varkappa_2$ заметим, что $\varkappa_1 + \varkappa_2 = -2p^{(4)}k^{(4)} = 2(\varepsilon_+ E - p_+ k\cos\theta) = E^2 - k^2$. Тогда, используя уравнения (16) и (17), находим

$$\varkappa_2 = \frac{E^2 - k^2}{2k^2}\,[t(-x) - u\cos\varphi]. \tag{18}$$

Подставляя выражения (16) и (18) в сечение (10), интегрируя выражение (12) по $d\Omega_k d\Omega_{k_1} = 2\pi d\cos\theta d\cos\vartheta d\varphi$ и переходя к переменной k согласно (14б), получаем спектр электронов и позитронов

$$I(\varepsilon, \omega_1, \omega_2) = \frac{dN}{d\varepsilon} = \frac{r_0^2 d\Omega_r}{16\omega_1^2\omega_2}\int\limits_0^b \frac{k^2 + E\Delta}{k^3}\,[\Phi(k, x) + \Phi(k, -x)]\,dk, \tag{19}$$

где

$$\Phi(k, x) = \left[1 + \frac{4}{E^2 - k^2} - \frac{8}{(E^2 - k^2)^2}\right]\left[\frac{2k}{R(k, x)} - \frac{16k(k^2 + 2x\Delta)}{(E^2 - k^2)^2 R^3(k, x)}\right] - 1, \tag{20а}$$

$$R(k, x) = \sqrt{4\frac{k^2 - \Delta^2}{E^2 - k^2} + (2x + \Delta)^2}\ ; \quad \varepsilon = \varepsilon_-. \tag{20б}$$

Верхний и нижний пределы интегрирования по k при данном ε определяются из условия $\sqrt{k^2 + \varepsilon^2 - 2kp} < E - \varepsilon < \sqrt{k^2 + \varepsilon^2 + 2kp}$, которое следует из интегрирования δ-функции,

$$\int \cdots \delta(E - \varepsilon - \sqrt{k^2 + \varepsilon^2 - 2kp\cos\theta})\,d\cos\theta, \quad (p = p_-).$$

Решая данное неравенство, получаем

$$|x| < \frac{k}{2}\sqrt{1 - \frac{4}{E^2 - k^2}}\ ;$$
$$k^2 \leq b^2 = \frac{1}{2}\left[\frac{E^2}{4} - 1 + x^2 + \sqrt{\left(\frac{E^2}{4} - 1 + x^2\right)^2 - E^2x^2}\ \right]. \tag{21а}$$

$$k^2 \geqslant a^2 = \max\left\{\Delta^2; \frac{1}{2}\left[\frac{E^2}{4} - 1 + x^2 - \right.\right.$$
$$\left.\left. -\sqrt{\left(\frac{E^2}{4} - 1 + x^2\right)^2 - E^2x^2}\right]\right\}. \tag{21б}$$

Из анализа выражений (21) непосредственно следует интервал изменения $x = \varepsilon - E/2$. При $1/\omega_1 + 1/\omega_2 \leqslant 2$ получаем, что $1 \leqslant \varepsilon \leqslant E - 1$. При $1/\omega_1 + 1/\omega_2 > 2$ покоящиеся электроны (позитроны) рождаться не могут. Действительно, в этом случае из условия $a^2 (= \Delta^2) \leqslant b^2$ следует

$$|x| \leqslant \frac{\Delta}{2}\sqrt{1 - \frac{4}{E^2 - \Delta^2}}.$$

Подставляя сюда значения $\Delta \equiv \omega_2 - \omega_1$ $(\omega_2 \geqslant \omega_1)$ и $E \equiv \omega_1 + \omega_2$, получаем

$$1 < \frac{\omega_1 + \omega_2}{2} - \frac{\omega_2 - \omega_1}{2}\sqrt{1 - \frac{1}{\omega_1\omega_2}} \leqslant \varepsilon \leqslant \frac{\omega_1 + \omega_2}{2} + $$
$$+ \frac{\omega_2 - \omega_1}{2}\sqrt{1 - \frac{1}{\omega_1\omega_2}}. \tag{22}$$

Отметим, что из (22) непосредственно следует полученное ранее условие $\omega_1\omega_2 > 1$ для порога реакции фоторождения в изотропном облаке.

Интегрирование (19) и (20) приводит в общем случае к громоздким выражениям. Однако в наиболее важном случае, когда γ-кванты высоких энергий ω_2 рождают пару в облаке мягких фотонов $(\omega_1 \ll 1)$ оказывается возможным получить для спектра рождающихся частиц достаточно простое аналитическое выражение. Действительно, из условия $\omega_1 \ll 1$ следует, что $1/\omega_1 + 2/\omega_2 > 2$, и тогда нижний предел интегрирования в (10) для всех допустимых значений x равен $\Delta = \omega_2 - \omega_1$, и значения импульса меняются в узком интервале $\omega_2 - \omega_1 \leqslant k < \omega_2 + \omega_1$. Заменяя в (21а) величину k перед корнем на $\omega_2 \simeq E$ и разрешая полученное неравенство относительно k^2, находим верхний предел для данного ε:

$$k^2 \leqslant E^2\left[1 - \frac{1}{(E - \varepsilon)\varepsilon}\right]. \tag{23}$$

Замечая, что в рассматриваемом случае во всей области интегрирования по k выполняется неравенство $(\Delta \pm 2x)^2 \gg 4(k^2 - \Delta^2)/(E^2 - k^2)$, можем упростить подинтегральное выражение в (10), так как для $R(k, \pm x)$ (11б) имеем:

$$R(k, x) \simeq \Delta + 2x \simeq \varepsilon,$$
$$R(k, -x) \simeq \Delta - 2x \simeq E - \varepsilon. \tag{24}$$

Подставляя (24) в (20а) и интегрируя получающееся выражение (19) по k, получаем спектр рождающихся частиц

$$I(\varepsilon, \omega_1, \omega_2) = \frac{\pi r_0^2}{4\omega_1^2\omega_2^3}\left[\frac{4E^2}{(E-\varepsilon)\varepsilon}\ln\frac{4\omega_1(E-\varepsilon)\varepsilon}{E} - 8\omega_1 E + \right.$$
$$\left. + \frac{2(2\omega_1 E - 1)E^2}{(E-\varepsilon)\varepsilon} - \left(1 - \frac{1}{\omega_1 E}\right)\frac{E^4}{(E-\varepsilon)^2\varepsilon^2}\right], \tag{25}$$

где $\varepsilon = \varepsilon_{\pm}$, $E \simeq \omega_2$, $(mc^2 = 1)$. Пределы изменения ε определяются из (22):

$$\frac{E}{2}\left(1 - \sqrt{1 - \frac{1}{\omega_1 E}}\right) \leqslant \varepsilon \leqslant \frac{E}{2}\left(1 + \sqrt{1 - \frac{1}{\omega_1 E}}\right). \tag{26}$$

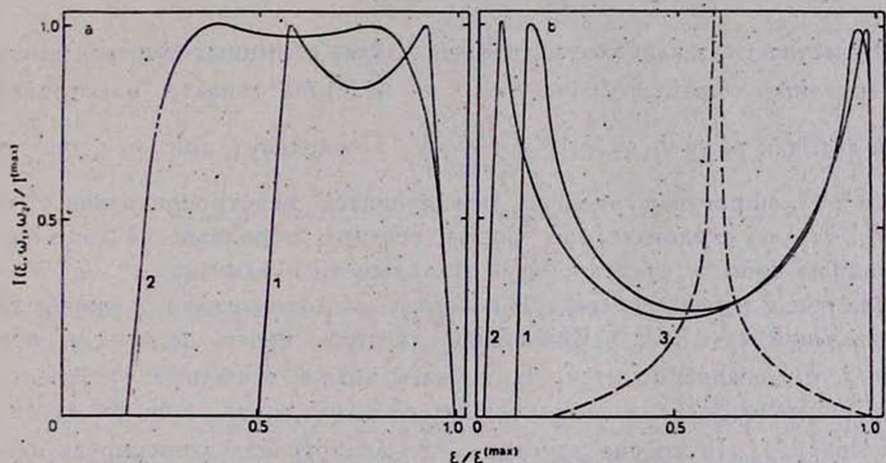

Рис. 1. Дифференциальные спектры электронов и позитронов $I(\varepsilon, \omega_1, \omega_2)$, генерируемых в облаке изотропно распределенных моноэнергетических фотонов с энергиями ω_1 и ω_2. *а*) $\omega_1\omega_2 = 2(mc^2)^2$: $1 - \omega_1 = 1\,mc^2$, $\omega_2 = 2\,mc^2$; $2 - \omega_1 = 0.2\,mc^2$, $\omega_2 = 10\,mc^2$; *b*) $\omega_1\omega_2 = 10(mc^2)^2$: $1 - \omega_1 = 1\,mc^2$, $\omega_2 = 10\,mc^2$; $2 - \omega_1 = 0.1\,mc^2$, $\omega_2 = 100\,mc^2$; $3 - \omega_1 = \omega_2 = \sqrt{10}\,mc^2$. Спектры отложены в относительных единицах.

На рис. 1 приведены (в относительных единицах) дифференциальные спектры электронов (позитронов), вычисленные по формулам (19), (20). Спектр является симметричным относительно точки $(\omega_1 + \omega_2)/2$. При $\omega_1 \neq \omega_2$ эта точка соответствует минимуму спектра, а спектр имеет 2 максимума, симметрично расположенных относительно точки минимума. При $\omega_1 \to \omega_2$ максимумы приближаются, и при $\omega_1 = \omega_2$ сливаются, приводя к логарифмической расходимости в точке $(\omega_1+\omega_2)/2$ (спектр 3 на рис. 1б), что, однако, не приводит к расходимости полного сечения. Эта расходимость физически объясняется тем, что лобовые столкновения между фотонами при $\omega_1=\omega_2$ приводят к образованию моноэнергетических электронов и позитронов $\varepsilon_+=\varepsilon_-=\omega_1=\omega_2$, т. е. к δ-функциональной расходимости спектра в этой точке. Изотропность распределения фотонов сглаживает эту расходимость и приводит в итоге к логарифмической расходимости.

Следует отметить, что форма спектра электронов сильно зависит от значения параметра $z^2=\omega_1\omega_2/m^2c^4$. При $z^2-1\lesssim 1$ спектр является пологим даже при $\omega_2\gg mc^2$ (рис. 1а). Если же $z^2\gg 1$, то максимумы становятся ярко выраженными (рис. 1б).

В случае, если в облако моноэнергетических фотонов с энергией ω_1 входят высокоэнергичные γ-кванты, распределенные по закону $n(\omega_2)\,d\omega_2$, спектр вторичных электронов будет

$$I(\varepsilon,\omega_1)=\frac{dN}{d\varepsilon}=\int I(\varepsilon,\omega_1,\omega_2)\,n(\omega_2)\,d\omega_2.$$

В частности, в наиболее интересном случае степенных спектров высокоэнергичных γ-квантов $n(\omega_2)\sim\omega_2^{-\alpha}$ и $\omega_1\ll 1\,mc^2$ спектр электронов приводится к виду $F_1(\alpha,\omega_1)F_2\left(\frac{4\omega_1\varepsilon}{m^2c^4}\right)$. Поскольку при $\omega_1\ll mc^2$ и $\omega_2\gg m^2c^4/\omega_1$ пороговая энергия рождающихся электронов равна $\varepsilon^*=$ $=m^2c^4/4\omega_1$, то следовательно форма спектра определяется лишь одним параметром α, если энергию откладывать в единицах ε^*.

На рис. 2 приведены спектры электронов (в относительных единицах) для значений $\alpha=1, 2, 3$. Как видно, спектры имеют максимум при $\varepsilon/\varepsilon^*\simeq 2$, 4, независимо от α. При более низких значениях $\varepsilon/\varepsilon^*$ спектр резко обрывается, а в асимптотике $\varepsilon/\varepsilon^*\gg 1$ ведет себя по закону $\varepsilon^{-(\alpha+1)}\ln(\varepsilon/\varepsilon^*)$. Интересно заметить, что аналогичная зависимость наблюдается в спектрах γ-квантов, генерируемых при аннигиляции позитронов на лету [13], а также при обратном комптоновском рассеянии, если $\frac{4E\varepsilon\omega_1}{m^2c^4}>1$ [9, 10].

В случае, когда рентгеновские (полевые) фотоны также имеют некоторое распределение, необходимо провести усреднение по $n(\omega_1)$. Однако, если $n(\omega_1)$ является достаточно узким, например, планковским, то форма спектров на рис. 2 качественно не изменится, а значение масштабного параметра ε^* будет соответствовать значению для $\omega_1=\overline{\omega}\simeq 3kT$.

В заключение отметим, что данные результаты получены в предположении изотропного распределения двух групп фотонов, что, очевидно, приводит к полной изотропии рождающихся электронов. Однако эти результаты применимы также при изотропном распределении фотонов хотя бы одной группы, если нас интересует энергетическое распределение электронов, интегрированное по всем направлениям. В частности, они могут пред-

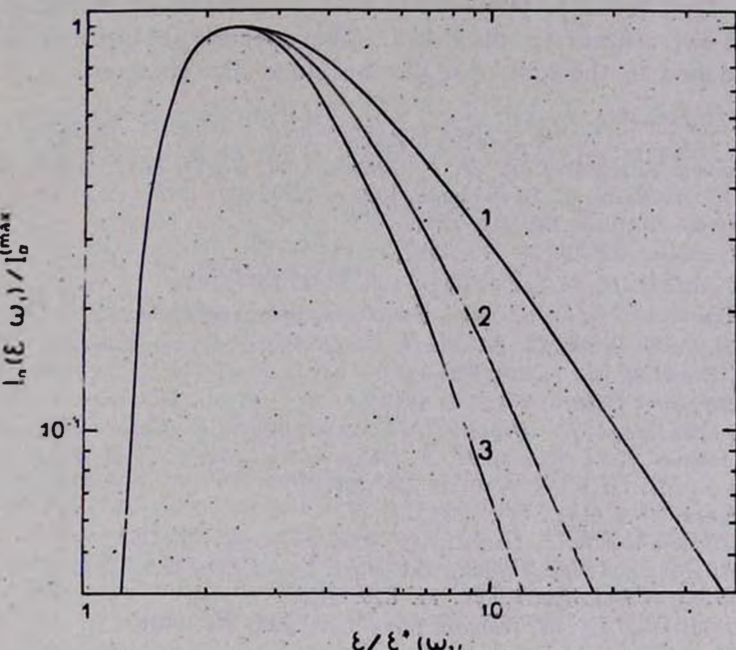

Рис. 2. Дифференциальные спектры электронов и позитронов $I_\alpha(\varepsilon, \omega_1)$ для различных значений α: кр. 1 — $\alpha = 1$; кр. 2 — $\alpha = 2$; кр. 3 — $\alpha = 3$. Спектры отложены в относительных единицах.

ставить реальный интерес в задачах, в которых быстрая изотропизация электронов возможна без существенного искажения начального спектра электронов, например, при рассеяниях на магнитных неоднородностях.

Авторы выражают благодарность А. Г. Ахперджаняну и Л. М. Озерному за обсуждения и советы.

Ереванский физический институт
Ереванский государственный университет

PHOTOPRODUCTION OF ELECTRON POSITRON PAIRS IN COPACT x-RAY SOURCES

F. A. AHARONIAN, A. M. ATOYAN, A. M. NAHAPETIAN

The significance of photoproduction of electron-positron pairs in compact X-ray sources is discussed. The spectral features of the electrons produced in the iontropic photon cloud are obtained.

ЛИТЕРАТУРА

1. *L. Maraschi, T. Markert, K. M. V. Apparao, H. Bradt, H. Helmken, W. Weaton, W. A. Baity, L. E. Peterson,* Nature, 272, 679, 1978.
2. *K. Herterich*, Nature, 250, 311, 1974.
3. *А. И. Никишов*, ЖЭТФ, 14, 393, 1962.
4. *R. J. Gould, G. P. Schreder*, Phys. Rev., 155, 1404, 1967.
5. *А. И. Ахиезер, В. Б. Берестецкий*, Квантовая электродинамика, Наука, М., 1969.
6. *J. H. Beall, W. K. Rose, W. Graft, K. M. Price, W. A. Dent, R. W. Hobbs, E. K. Conklin*, Ap. J., 210, 836, 1978.
7. *V. Schönfelder*, Nature, 274, 345, 1978.
8. *B. N. Swanenburg, K. Bennett, G. F. Bignami, P. Caraveo, W. Hermsen, G. Kanbach, J. L. Masnou, H. A. Mayer-Hasselwander, J. A. Paul, B. Sacca, L. Scarsi, R. D. Wills*, Nature, 275, 298, 1978.
9. *F. C. Jones*, Phys. Rev., 167, 1159, 1968.
10. *G. R. Blumenthal, R. J. Gould*, Rev. Mod. Phys., 42, 237, 1970.
11. *F. A. Aharonian, A. M. Atoyan*, Astrophys. Space Sci., 79, 321, 1981.
12. *B. McBreen*, Astron. Astrophys., 71, L19, 1979.
13. *F. A. Aharonian, A. M. Atoyan*, Phys. Lett. 99B, 301, 1981.