

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 9

АВГУСТ, 1973

ВЫПУСК 3

РЕНТГЕНОВСКОЕ ПЕРЕХОДНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ, ОБРАЗОВАННОЕ НА КОСМИЧЕСКИХ ЧАСТИЦАХ

Г. Г. БАХШЯН, Г. М. ГАРИБЯН, ЯН ШИ

Поступила 5 июля 1973

Получены формулы для образования рентгеновского переходного излучения на частицах сферической формы в случаях центральных и нецентральных столкновений ультрарелятивистского заряда. С помощью этих формул вычислены спектры рождения и наблюдения рентгеновского переходного излучения, образованного электронами космических лучей как на частицах космической пыли, так и на молекулах межзвездного газа. Полученные численные оценки показывают, что при рассмотрении природы диффузного фона космического рентгеновского излучения вкладом переходного излучения не всегда следует пренебрегать.

1. *Введение.* В последнее время появились работы [1—5], в которых обсуждается вопрос о возможности реализации в астрономических объектах условий для образования рентгеновского переходного излучения. При этом речь идет о нахождении физического механизма, ответственного за образование диффузного фона космического рентгеновского излучения (см., например, [6—8]). В работах [1, 2] считается, что этот диффузный фон можно объяснить как результат образования переходного излучения электронами космических лучей на межзвездной пыли. С другой стороны, в [3—5] такая возможность ставится под сомнение.

Имея в виду как важность поднятого в этих работах вопроса, так и то, что при использовании теории переходного излучения в отмеченных статьях были допущены некоторые неточности, в предлагаемой работе этот вопрос мы рассмотрим заново. Кроме того, в отличие от вышеуказанных работ, мы рассматриваем также образование переходного излучения на межзвездном газе.

2. *Общие формулы для поля переходного излучения, образованного на сферической частице.* Выведем сначала общие формулы

для рентгеновского переходного излучения, образованного ультрарелятивистским электроном на частице пыли, имеющей сферическую форму. Для этого воспользуемся общим уравнением [9] определяющим фурье-компоненты рассеянного поля $\vec{E}_{\text{рас}}(\vec{k}, \omega)$, возникающего при взаимодействии прямолинейно и равномерно движущегося заряда с веществом. Для рассматриваемой задачи это уравнение имеет вид

$$\begin{aligned} & \left(k^2 - \frac{\omega^2}{c^2}\right) E'_{\text{рас}}(\vec{k}, \omega) = \\ & = -\frac{\omega_0^2}{(2\pi)^3 c^2} \int d\vec{k}' \left(\delta^{ij} - \frac{k^i k^j c^2}{\omega^2}\right) [E'_{\text{зар}}(\vec{k}', \omega) + E'_{\text{рас}}(\vec{k}', \omega)] \times \\ & \quad \times \int d\vec{R}' \exp[i(\vec{k}' - \vec{k})(\vec{R}_0 - \vec{R}')] \end{aligned} \quad (1)$$

где ω_0 — плазменная частота вещества частицы пыли, δ^{ij} — символ Кронекера, \vec{R}_0 — радиус-вектор центра рассеивающей частицы, $E'_{\text{зар}}(\vec{k}, \omega)$ — фурье-компоненты поля заряда:

$$E'_{\text{зар}}(\vec{k}, \omega) = 8\pi^2 e i \frac{\omega v^i - k^i c^2}{k^2 c^2 - \omega^2} \delta(\omega - \vec{k}v), \quad (2)$$

интегрирование по $d\vec{R}'$ производится по всему объему сферической частицы.

При написании уравнения (1) мы считали, что главным процессом в рассматриваемой области рентгеновских частот является томсоновское рассеяние на атомах, а фотоэффект приводит лишь к поглощению, которое можно учесть, формально считая величину ω_0 комплексной. При этом плотность вещества внутри рассеивающей частицы считается всегда постоянной.

Поскольку радиус r частицы космической пыли имеет порядок $\sim 10^{-5} + 10^{-6}$ см (см. [10]), то для рентгеновской области частот (от десятых долей до сотен кэв) имеем

$$\frac{\omega_0^2 r}{\omega c} \ll 1. \quad (3)$$

При выполнении этого условия уравнение (1) можно решать методом теории возмущений, считая, что рассеянное поле много меньше поля заряда [9].

В результате для фурье-компоненты поперечной составляющей рассеянного поля имеем

$$\vec{E}_{\text{рас}}(\vec{k}, \omega) = \frac{\omega_0^2 e i}{c^2 v \pi (k^2 - \omega^2/c^2)} \int \vec{W}(\vec{\rho}_0, \vec{\rho}') \times \exp \left\{ -i \vec{x} (\vec{\rho}_0 + \vec{\rho}') + i \left(\frac{\omega}{v} - k_z \right) (z_0 + z') \right\} d\rho_0' dz', \quad (4)$$

где $\vec{\rho}_0, \vec{\rho}'$ и z_0, z' — поперечные и продольные по направлению движения заряда компоненты векторов \vec{R}_0 и \vec{R}' , соответственно, \vec{x} и k_z — поперечная и продольная компоненты волнового вектора \vec{k} ,

$$\vec{W}(\vec{\rho}_0, \vec{\rho}') = \int \frac{\exp [i \vec{x}' (\vec{\rho}_0 + \vec{\rho}') \cdot \vec{x}' d \vec{x}']}{x'^2 + \frac{\omega^2}{v^2} - \frac{\omega^2}{c^2}}. \quad (5)$$

Величину (5) нетрудно вычислить явно. После интегрирования имеем

$$\vec{W}(\vec{\rho}_0, \vec{\rho}') = 2\pi i \frac{\vec{\rho}_0 + \vec{\rho}'}{|\vec{\rho}_0 + \vec{\rho}'|} \cdot \frac{|\omega|}{v\gamma} K_1 \left(\frac{|\omega(\vec{\rho}_0 + \vec{\rho}')|}{v\gamma} \right), \quad (6)$$

где $\gamma = (1 - v^2/c^2)^{-1/2}$ — лоренц-фактор заряда, $K_1(x)$ — модифицированная функция Ганкеля первого порядка.

Воспользовавшись известной „теоремой сложения“ для цилиндрических функций (см., например, [11], стр. 993), формулу (6) можно записать в виде

$$\vec{W}(\vec{\rho}_0, \vec{\rho}') = 2\pi i \frac{\vec{\rho}_0 + \vec{\rho}'}{|\vec{\rho}_0 + \vec{\rho}'|} \cdot \frac{|\omega|}{v\gamma} \cdot \exp [i(\Phi - \Phi_0 - \pi + \xi)] \times \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n \left(\frac{|\omega|}{v\gamma} \rho_0 \right) K_{n+1} \left(\frac{|\omega|}{v\gamma} \rho' \right) \exp (in\xi) \quad (7)$$

если $\rho_0 < \rho'$, или

$$\vec{W}(\vec{\rho}_0, \vec{\rho}') = 2\pi i \frac{\vec{\rho}_0 + \vec{\rho}'}{|\vec{\rho}_0 + \vec{\rho}'|} \cdot \frac{|\omega|}{v\gamma} \cdot \exp [-i(\Phi - \Phi_0)] \times \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n \left(\frac{|\omega|}{v\gamma} \rho' \right) K_{n+1} \left(\frac{|\omega|}{v\gamma} \rho_0 \right) \exp (in\xi), \quad (8)$$

если $\rho_0 > \rho'$. Заметим, что если заряд пролетает через центр сферы, имеет место только формула (7), если же вне сферы, то только формула (8). В промежуточных случаях имеют место обе формулы. В приведенных формулах ξ — угол между векторами $\vec{\rho}'$ и $-\vec{\rho}_0$, Φ , Φ_0 — соответственно азимутальные углы векторов $\vec{\rho}_0 + \vec{\rho}'$ и $\vec{\rho}_0$, отсчитываемые от поперечной составляющей $\vec{\rho}$ радиуса-вектора \vec{R} точки наблюдения (см. рис. 1). $J_n(x)$ и $K_n(x)$ — соответственно функция Бесселя и модифицированная функция Ганкеля n -го порядка.

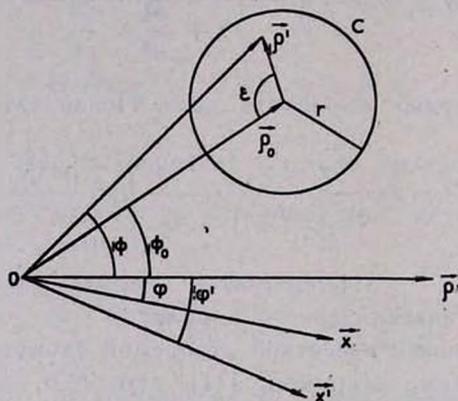


Рис. 1. Сечение, проведенное через центр рассеивающей сферы перпендикулярно траектории заряда. O — точка пересечения плоскости сечения с траекторией заряда. $\vec{\rho}$ — поперечная составляющая радиус-вектора точки наблюдения. $\vec{\rho}_0$ — поперечная составляющая радиус-вектора центра рассеивающей сферы. \vec{x} — поперечная составляющая волнового вектора. $\vec{\rho}'$, \vec{x}' — переменные интегрирования.

3. *Центральные и нецентральные столкновения.* Для получения $E_{\text{рао}}^{\perp}(k, \omega)$ необходимо подставить (7) или (8) в (4) и проинтегрировать по всему объему рассеивающей частицы. Такое интегрирование произвести в общем случае весьма громоздко. Поэтому рассмотрим два предельных случая.

1) Заряд пролетает почти через центр рассеивающей сферы (центральное столкновение), т. е. $\rho_0 \ll r$.

Полагая в формулах (7) и (4) $\rho_0 = 0$, после интегрирования по азимутальному углу имеем

$$\vec{E}_{\text{рас}}^{\perp}(\vec{k}, \omega) = \frac{4\pi\omega_0^2 e i |\omega| x \exp[i(\omega/v - k_x) z_0]}{\omega c x v^2 \gamma (k^2 - \omega^2/c^2)} \times \int_0^r p(\rho', k_x) J_1(x\rho') K_1(|\omega| \rho' / v\gamma) \rho' d\rho', \quad (9)$$

где

$$p(\rho', k_x) = \frac{2 \sin[(\omega/v - k_x) \sqrt{r^2 - \rho'^2}]}{\omega/v - k_x} \cdot \frac{\omega}{c}. \quad (10)$$

Согласно известной теореме вынесем величину $p(\rho', k_x)$ в формуле (9) за знак интеграла, заменив ее величиной $p(\rho^*, k_x)$, где $0 \leq \rho^* \leq r$. Тогда после интегрирования по ρ' получим

$$\vec{E}_{\text{рас}}^{\perp}(\vec{k}, \omega) = \frac{4\pi\omega_0^2 e i |\omega| x \exp[i(\omega/v - k_x) z_0] p(\rho^*, k_x)}{\omega c x v^2 \gamma (k^2 - \omega^2/c^2) (\omega^2/v^2 \gamma^2 + x^2)} \times \left[\frac{v x \gamma}{|\omega|} - x r J_0(xr) K_1\left(\frac{|\omega| r}{v\gamma}\right) - \frac{r |\omega|}{v\gamma} J_1(xr) K_0\left(\frac{|\omega| r}{v\gamma}\right) \right]. \quad (11)$$

2) Заряд пролетает вдали от рассеивающей сферы (нецентральное столкновение), т. е. $\rho_0 \gg r$.

В этом случае можно пренебречь разностью $\Phi - \Phi_0$ в формуле (8). Тогда, подставляя (8) в (4) и имея в виду, что $x\rho' = x\rho' \cos(\Phi_0 - \varphi + \pi - \xi)$, после интегрирования по ξ от нуля до 2π получаем

$$\vec{E}_{\text{рас}}^{\perp}(\vec{k}, \omega) = - \frac{4\pi\omega_0^2 e |\omega| \rho_0 \exp[i(\omega/v - k_x) z_0]}{\omega c v^2 \gamma (k^2 - \omega^2/c^2) \rho_0} \times \sum_{n=-\infty}^{\infty} K_{n+1}\left(\frac{|\omega| \rho_0}{v\gamma}\right) \exp(-i x \rho_0) \exp[in(\Phi_0 - \varphi + \pi/2)] \times \int_0^r J_n(x\rho') J_n\left(\frac{|\omega| \rho'}{v\gamma}\right) \rho' p(\rho', k_x) d\rho'. \quad (12)$$

Имея формулы для $\vec{E}_{\text{рас}}^{\perp}(\vec{k}, \omega)$ (формулы (11) и (12)), нетрудно написать явное выражение для спектрального распределения числа квантов рентгеновского переходного излучения, образуемого одним зарядом на одной частице космической пыли. Для достаточно далекой точки наблюдения получаем

$$\frac{dn^c(\gamma, r)}{d\omega} = \frac{\omega_0^4}{2 \cdot 137 \pi \gamma^2} \int \frac{[p(\rho^*, \lambda)]^2 \vartheta}{(\gamma^{-2} + \vartheta^2)^2} \cdot \frac{d\vartheta}{\omega^3} \times \quad (13)$$

$$\times \left[\frac{v\vartheta\gamma}{c} - \frac{\omega r \vartheta}{c} J_0\left(\frac{\omega r \vartheta}{c}\right) K_1\left(\frac{\omega r}{v\gamma}\right) - \frac{r\omega}{v\gamma} J_1\left(\frac{\omega r \vartheta}{c}\right) K_0\left(\frac{\omega r}{v\gamma}\right) \right]^2$$

для центральных столкновений и

$$\frac{dn^{nc}(\gamma, r, \rho_0)}{d\omega} = \frac{\omega_0^4}{2 \cdot 137 \pi c^4 \gamma^2} \int_{n=-\infty}^{\infty} \left[K_{n+1}\left(\frac{\omega \rho_0}{v\gamma}\right) p(\rho^*, \lambda) \right]^2 \frac{\vartheta d\vartheta}{\omega} \times \quad (14)$$

$$\times \left[\int_0^r J_n\left(\frac{\omega \vartheta \rho'}{c}\right) J_n\left(\frac{\omega \rho'}{v\gamma}\right) \rho' d\rho' \right]^2$$

для нецентральных столкновений. В последних формулах $\lambda = \omega/c \times (1 - \omega_0^2/2\omega^2 - \vartheta^2/2)$, $\vartheta = \rho/R$ — угол излучения, $\omega > 0$.

4. Число квантов переходного излучения. Проанализируем теперь формулы (13) и (14). Прежде всего отметим, что при достаточно больших частотах, таких, что

$$\frac{\omega}{v\gamma} \gg \frac{1}{\rho_0}, \quad (15)$$

число квантов, обусловленных нецентральными столкновениями, как видно из (14), экспоненциально мало из-за асимптотического поведения модифицированной функции Ганкеля. Если же

$$\frac{\omega}{v\gamma} \gg \frac{1}{r}, \quad (16)$$

то можно увидеть, что формула (13) для центральных столкновений полностью совпадает с известной формулой для рентгеновского переходного излучения, образуемого в пластине [12].

Полученные результаты имеют наглядное физическое истолкование. Действительно, как известно, „радиус действия“ поля ультрарелятивистского заряда, соответствующего частоте ω , равен $v\gamma/\omega$. Неравенство (15) означает, что указанный радиус много меньше предельного параметра ρ_0 , и поэтому в этом случае излучение от нецентральных столкновений мало. А неравенство (16) означает, что тот же радиус много меньше радиуса рассеивающей сферы, и поэтому при центральном столкновении излучение от сферы должно совпадать с излучением от пластины с толщиной, равной диаметру сферы.

В случае, когда неравенство (15) не выполняется, т. е. когда $\omega \rho_0 / v \gamma$ порядка или меньше единицы, в формуле (14) можно считать $\omega r / v \gamma \ll 1$ из-за того, что для этой формулы $r \ll \rho_0$. Тогда имеем

$$\int_0^r J_n \left(\frac{\omega \vartheta \rho'}{c} \right) J_n \left(\frac{\omega \rho'}{v \gamma} \right) \rho' d\rho' \approx \left(\frac{\omega}{v \gamma} \right)^n \frac{1}{2^n n!} \int_0^r J_n \left(\frac{\omega \vartheta \rho'}{c} \right) \rho'^{n+1} d\rho' = \\ = \left(\frac{\omega r}{v \gamma} \right)^n \frac{1}{2^n n!} \cdot \frac{rc}{\omega \vartheta} J_{n+1} \left(\frac{\omega \vartheta r}{c} \right).$$

Если теперь ограничиться в бесконечной сумме формулы (14) главным членом $n = 0$, получаем

$$\frac{dn^{nc}(\gamma, r, \rho_0)}{d\omega} = \frac{\omega_0^4 r^2}{2 \cdot 137 \pi c^2 \gamma^2} \left[K_1 \left(\frac{\omega \rho_0}{v \gamma} \right) \right]^2 \int [p(\rho^*, \lambda)]^2 \times \\ \times \left[J_1 \left(\frac{\omega \vartheta r}{c} \right) \right]^2 \frac{d\vartheta}{\vartheta \omega^3}. \quad (17)$$

Оценим теперь интегралы по ϑ в формулах (13) и (17). Прежде всего заметим, что благодаря наличию функции

$$[p(\rho^*, \lambda)]^2 = \frac{16v^2 \sin^2 [\omega (\gamma^{-2} + \vartheta^2) (r^2 - \rho^2)^{1/2} / 2v]}{c^2 (\gamma^{-2} + \vartheta^2)^2} \quad (18)$$

при интегрировании в указанных формулах можно ограничиться верхним пределом ϑ_{\max} , определяемым условием

$$\frac{\omega}{2v} (\gamma^{-2} + \vartheta_{\max}^2) r \gg \pi. \quad (19)$$

Кроме того, для оценки порядка величин интегралов положим

$$[p(\rho^*, \lambda)]^2 \approx 4\omega^2 (r^2 - \rho^2) / c^2. \quad (20)$$

Таким образом, формулы (13) и (17) можно записать в виде

$$\frac{dn^c(\gamma, r)}{d\omega} \approx \frac{2\omega_0^4 (r^2 - \rho^2)}{137 \pi c^2 \omega^3} I_1, \quad (21)$$

$$\frac{dn^{nc}(\gamma, r, \rho_0)}{d\omega} \approx \frac{2\omega_0^4 (r^2 - \rho^2)}{137 \pi c^2 \omega^3} \frac{r^2}{\rho_0^2} I_2, \quad (22)$$

где

$$I_1 = \int_0^{\varphi_{\max}} \frac{\varphi^3}{(\alpha^2 + \varphi^2)^2} \left[1 - a_1 J_0(\varphi) - \frac{a_2 J_1(\varphi)}{\varphi} \right]^2 d\varphi, \quad (23)$$

$$I_2 = \int_0^{\varphi_{\max}} \frac{[J_1(\varphi)]^2 d\varphi}{\varphi}. \quad (24)$$

В последних формулах были введены обозначения

$$\varphi_{\max} \gg \sqrt{\frac{2\pi\omega r}{c} - \alpha^2}, \quad \alpha = \frac{\omega r}{v\gamma}, \quad (25)$$

$$a_1 = \alpha K_1(\alpha), \quad a_2 = \alpha^2 K_0(\alpha).$$

Заметим, что по порядку величины $r^2 - \beta_1^2$ можно считать равной r^2 . Оценим интегралы I_1 и I_2 . Интеграл I_2 следует рассматривать только при $\alpha \ll 1$, так как этот интеграл используется в формуле (17) (или (22)), справедливой при наличии указанного неравенства. При этом $\varphi_{\max} \gg 1$ и значение I_2 порядка единицы почти независимо от φ_{\max} . Оценки интеграла I_1 можно получить, если примем во внимание, что при $\alpha \gg 1$ имеем $a_1 \approx a_2 \approx 0$ и поэтому

$$I_1 \approx \frac{1}{2} \left\{ \ln \frac{\varphi_{\max}^2 + \alpha^2}{\alpha^2} + \frac{\alpha^2}{\varphi_{\max}^2 + \alpha^2} - 1 \right\}, \quad (26)$$

а при $\alpha \ll 1$ имеем $a_1 \approx 1$, $a_2 \approx 0$ и по порядку величины

$$I_1 \sim \ln \sqrt{\frac{2\pi\omega r}{c}}. \quad (27)$$

Как было отмечено, в промежуточных случаях $\beta_0 \sim r$ вычисление становится весьма громоздким. Однако желательно иметь возможность хотя бы оценить порядок величины числа рентгеновских переходных квантов и в этих случаях. Для этого экстраполируем формулу (14) до $\beta_0 = r$ и сравним ее с (13). При $\alpha \gg 1$ формула (14) дает экспоненциально малую величину, а формула (13), как видно из (26), стремится к нулю, по крайней мере, не медленнее чем α^{-4} . При $\alpha \ll 1$ из формулы (14) (или, что то же самое, из (22)) получаем

$$\frac{dn^{nc}(\gamma, r, r)}{d\omega} = \frac{2\omega_0^4 r^2 I_2}{137 \pi v^3 \omega^3}.$$

Формула (13) (или (23)) при этом дает такое же выражение, только

вместо величины I_2 имеем I_1 , которая, согласно (27), порядка $\ln \varphi_{\max} < 6$ вплоть до частот в несколько сотен кэв.

Таким образом, по порядку величины формула (14), экстраполированная до $\rho_0 = r$, согласуется с (13). В дальнейшем для оценки числа рентгеновских переходных квантов, образуемых при разных прицельных параметрах ρ_0 , будем использовать формулу (13) при $\rho_0 < r$ и формулу (14) (или 17)) при $\rho_0 > r$.

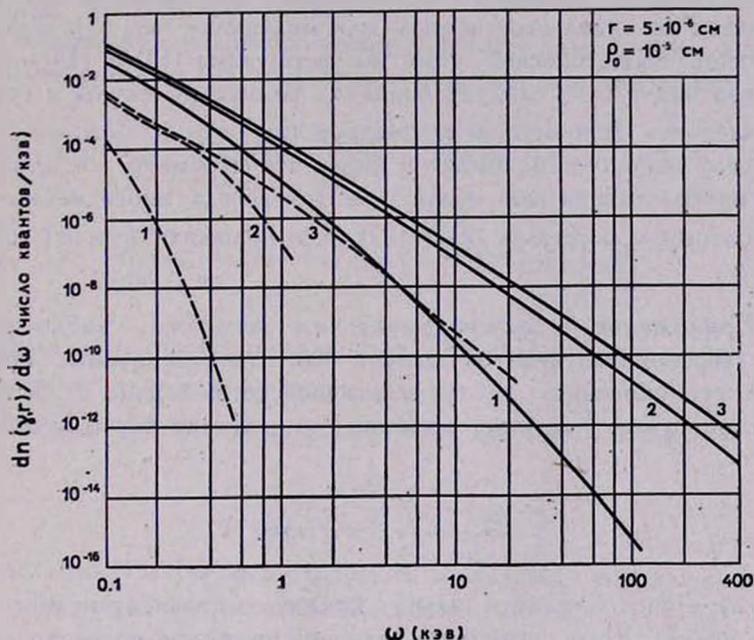


Рис. 2. Спектральное распределение числа квантов переходного излучения, образованных одним зарядом на одной сферической частице. Сплошные кривые соответствуют центральным столкновениям, пунктирные—нецентральным. Цифры 1, 2, 3 соответствуют $\gamma = 20, 200$ и 2000 , соответственно.

Для иллюстрации на рис. 2 приведены кривые спектрального распределения числа переходных квантов, образованных одним зарядом на одной сферической частице. Кривые получены в результате численного расчета по формулам (13) и (17) для центрального (сплошные кривые) и нецентрального (пунктирные кривые) столкновений, соответственно. При расчете были приняты значения: $\omega_0 = 20$ эв, $r = 5 \cdot 10^{-6}$ см и прицельный параметр для нецентрального столкновения $\rho_0 = 10^{-5}$ см. Цифры 1, 2, 3 около кривых означают $\gamma = 20, 200$ и 2000 , соответственно. Следует указать, что если в качестве ρ_0

взять значение r , то ординаты пунктирных кривых значительно (на порядок или больше) увеличатся и в области малых ω приблизятся к сплошным кривым. Выбранное значение $\omega_0 = 20$ эв соответствует тому, что частицы пыли состоят из углерода.

Заметим, что если вместо значения $\omega_0 = 20$ эв взять $\omega_0 = 30$ эв [5, 10], то ввиду того, что спектры переходного излучения пропорциональны ω_0^4 (см. (13) и (17)), их значения возрастут в 5 раз.

В заключение укажем, что переходное излучение может также образоваться на отдельных атомах или молекулах газа [9]. Это излучение может быть описано теми же формулами (13) и (14), в которых теперь под r и ω_0 следует понимать радиус молекулы и ее плазменную частоту. Например, в случае водорода $r \sim 10^{-8}$ см, $\omega_0 \sim 40$ эв. Кроме того, необходимо иметь в виду, что параметр α в этом случае для интересующей нас области частот всегда много меньше единицы. Повтому в формулах (21) и (22) надо положить $I_1 \sim \ln \sqrt{2\pi\omega r/c}$ и $I_2 \sim 1$.

5. *Приложение к астрономическим условиям.* Число рентгеновских переходных квантов данной частоты, образуемых при центральных столкновениях ультрарелятивистского заряда с частицами космической пыли за единицу времени при $\rho_0 < r$ по порядку величины равно

$$\int \frac{dn^c(\gamma, r)}{d\omega} c\pi r^2 q(r) dr,$$

где $q(r) dr$ — число частиц пыли с радиусами между r и $r + dr$ в единице объема. Если последнюю величину умножить на число ультрарелятивистских зарядов в единице объема $f(\gamma) d\gamma$ и проинтегрировать по γ , то получим число переходных квантов, образуемых в единице объема за единицу времени, или „спектр рождения“:

$$G^c(\omega) = \iint \frac{dn^c(\gamma, r)}{d\omega} c\pi r^2 q(r) dr f(\gamma) d\gamma. \quad (28)$$

Для того, чтобы получить наблюдаемый поток квантов (или „спектр наблюдения“) через единицу площади за единицу времени в единице телесного угла необходимо проинтегрировать спектр рождения по объему пространства внутри конуса с единичным телесным углом раствора, ось которого направлена вдоль луча зрения. При этом следует учитывать геометрический фактор ослабления потока квантов $1/4 \pi R^2$, а также их поглощения в космическом пространстве. В результате имеем

$$\frac{d^2 N^c}{d\omega d\Omega} = \frac{1}{4\pi} \int G^c(\omega) \exp \left[- \int_0^R \mu(x) dx \right] dR, \quad (29)$$

где $\mu(x)$ — некоторый усредненный линейный коэффициент поглощения рентгеновских квантов в той части космического пространства, которая отстоит от точки наблюдения (Земли) на расстоянии x , R — расстояние от частицы космической пыли, на которой образуется излучение, до точки наблюдения.

Совершенно аналогично можно написать выражение для потока квантов, обусловленных нецентрными столкновениями при $\rho_0 > r$:

$$G^{nc}(\omega) = \iiint \frac{dn^{nc}(\gamma, r, \rho_0)}{d\omega} 2\pi c \rho_0 d\rho_0 q(r) dr f(\gamma) d\gamma, \quad (30)$$

$$\frac{d^2 N^{nc}}{d\omega d\Omega} = \frac{1}{4\pi} \int G^{nc}(\omega) \exp \left[- \int_0^R \mu(x) dx \right] dR. \quad (31)$$

В формуле (30) интегрирование по придельному параметру ρ_0 производится от $\rho_0 \approx r$ до $\sim r\gamma/\omega$.

Общий поток квантов определяется суммой величин (29) и (31)

$$\frac{d^2 N}{d\omega d\Omega} = \frac{d^2 N^c}{d\omega d\Omega} + \frac{d^2 N^{nc}}{d\omega d\Omega}. \quad (32)$$

Согласно [13, 14] галактические электроны космических лучей имеют следующий энергетический спектр

$$f(\gamma) d\gamma = N_0 \gamma^{-\eta} d\gamma, \quad (33)$$

где $N_0 \approx 2.8 \cdot 10^{-9} \text{ см}^{-3}$, $\eta \approx 1.8$.

При вычислении по формулам (29) и (31) нам необходимо знать функцию распределения $q(r)$ радиусов частиц космической пыли. Для простоты положим $q(r) = N_d \delta(r - \bar{r})$, где N_d — средняя плотность числа частиц пыли, а \bar{r} — их средний радиус. В качестве \bar{r} мы возьмем значение $\bar{r} \approx 5 \cdot 10^{-6} \text{ см}$, согласно [10].

Подставляя (33) в (28), получим спектр рождения

$$G^c(\omega) = N_d c \pi N_0 \int \frac{dn^c(\gamma, \bar{r})}{d\omega} \bar{r}^2 \gamma^{-\eta} d\gamma. \quad (34)$$

На рис. 3 приведены значения $G_1^c(\omega) = G^c(\omega)/N_d$ после численного интегрирования по формулам (34) и (13). Из приведенной кривой

видно, что спектр рождения с ростом частоты падает приблизительно как $\omega^{-3,4}$.

Заметим, что спектр рождения можно получить также аналитически, пользуясь следующим приближенным расчетом. Как видно из (26), интеграл I_1 , а следовательно и $G_1^c(\omega)$, мал при $a \gg \varphi_{\max}$ или при $\gamma \ll (\omega r/c)^{1/2}$. Подставив (13) в (28) и проинтегрировав по γ от $(\omega r/c)^{1/2}$ до бесконечности, получим

$$G_1^c(\omega) \approx \frac{\omega_0^4 r^4 \ln(2\pi\omega r/c) N_0}{137 c \omega^3 (\gamma - 1)} \left(\frac{c}{\omega r}\right)^{(\gamma-1)^2} \quad (35)$$

Значения, определяемые формулой (35), по порядку величины хорошо согласуются со значениями, полученными численным расчетом (см. рис. 3).

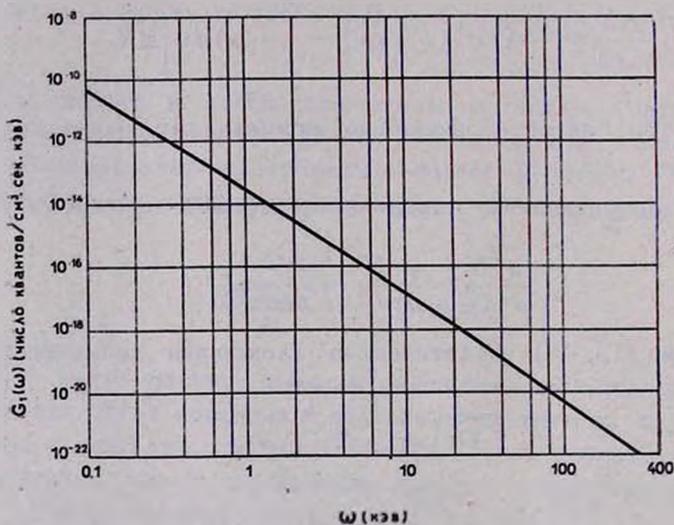


Рис. 3. Число переходных квантов, образуемых в единице объема космического пространства за единицу времени в результате центральных столкновений с пылинкой или „спектр рождения“ для того случая, когда $N_d = 1 \text{ см}^{-3}$.

Сделаем аналогичный приближенный расчет для нецентральных столкновений. Как было замечено в предыдущем разделе в связи с неравенством (15), при каждой частоте ω и каждом прицельном параметре ρ_0 имеется минимальное значение $\gamma \sim \omega \rho_0 / v$ такое, что заряд с лоренц-фактором, меньшим этого значения, не будет вносить вклада в $G^{nc}(\omega)$. А поскольку $\rho_0 > \bar{r}$, то в (30) интегрирование по γ должно производиться при $\gamma > \gamma_0 \sim \omega \bar{r} / v$.

Подставим (22) в (30). Тогда по порядку величины имеем

$$G_1^{nc}(\omega) \equiv \frac{G^{nc}(\omega)}{N_d} \approx \frac{4\omega_0^4 r^4 I_2}{137c\omega^3} \int_{\gamma_0}^{\infty} \ln \frac{v\gamma}{\omega r_0} f(\gamma) d\gamma. \quad (36)$$

Величина γ_0 в (36) имеет порядок $\omega r/v$. После интегрирования по γ с учетом энергетического спектра (33) получим

$$G_1^{nc}(\omega) \approx \frac{4\omega_0^4 r^4 I_2 N_0}{137c\omega^3 (\gamma - 1)^2} \left(\frac{v}{\omega r}\right)^{\gamma-1}. \quad (37)$$

Из формул (35) и (37) следует, что

$$\frac{G^c(\omega)}{G^{nc}(\omega)} \approx \left(\frac{\omega r}{c}\right)^{\gamma-1}. \quad (38)$$

Поскольку в рассматриваемой области частот всегда $\omega r/c > 1$, то из (38) видно, что $G^c(\omega)$ больше, чем $G^{nc}(\omega)$.

До сих пор мы рассматривали образование рентгеновского переходного излучения на частицах космической пыли. Однако известно, что в галактиках имеется еще межзвездный газ, общая масса которого примерно на два порядка превышает массу пылинок. Поскольку, как было указано выше, переходное излучение может образовываться также на отдельных атомах газа, то необходимо оценить интенсивность переходного излучения, образованного на межзвездном газе, согласно сказанному в конце раздела 4.

Спектр рождения для межзвездного газа $G_g^c(\omega)$ будет определяться формулой (34) с N_d , замененным на N_g , где N_g — число молекул газа в единице объема. Положим для простоты, что межзвездный газ состоит в основном из водорода. Принимая во внимание, что общая масса межзвездного газа на два порядка больше общей массы пылинок, а масса одной пылинки на 8–9 порядков больше массы одного атома газа, нетрудно получить, что $N_g/N_d \sim \sim 10^{10} \div 10^{11}$.

Поскольку спектр рождения переходного излучения, согласно (34) и (21), пропорционален плотности числа рассеивающих частиц и четвертой степени плазменной частоты и радиуса, то отношение спектров рождения переходного излучения на межзвездном газе и на пылинках с учетом приведенных численных данных оказывается равным 2–20. Это означает, что вклад переходного излучения, образованного на межзвездном газе, может даже превосходить переходное излучение, образованное на пылинках.

Сравним теперь спектры рождения в случае межзвездного газа для центральных и нецентральных столкновений. Из формулы (38) следует, что в отличие от случая пылинок, в рассматриваемом случае это отношение порядка или меньше единицы для квантов с энергиями в несколько *кэв*. То есть, в этом случае мы не можем пренебречь вкладом нецентральных столкновений.

При применении полученных формул для $G(\omega)$ к пылинкам или к межзвездному газу, мы будем эти спектры обозначать как $G_d(\omega)$ или $G_g(\omega)$, соответственно.

Рассмотрим, наконец, спектр наблюдения рентгеновского переходного излучения (32). Для этого мы должны сделать определенные предположения о величинах, входящих в спектры рождения (28) и (30) для пылинок и в соответствующие спектры рождения для межзвездного газа.

А именно, речь идет о величинах N_d , ω_0 , \bar{r} и аналогичных величинах для межзвездного газа, а также об энергетическом спектре космических электронов. Из-за неимения соответствующих данных и для расчетов оценочного характера мы возьмем их значения, известные для нашей Галактики, и распространим их на другие галактики. Это предположение является некоторой упрощающей модельной гипотезой, которая, по-видимому, приемлема и не противоречит существующим представлениям (см., например, [15, 16]).

Величина $\mu(x)$, входящая в (29) и (31), может быть записана в виде

$$\mu(x) = \mu_d(\omega) N_d m_d + \mu_g(\omega) N_g m_g = \mu, \quad (39)$$

где $\mu_d(\omega)$ и $\mu_g(\omega)$ — средние массовые коэффициенты поглощения рентгеновских квантов [17] в пылинках и межзвездном газе, m_d и m_g — средние массы пылинки и молекулы газа.

Величину N_d внутри нашей Галактики можно положить равной $10^{-12} - 10^{-13} \text{ см}^{-3}$, а среднюю массу пылинок $m_d \approx 10^{-15} - 10^{-16}$ и считать, что частицы пыли в основном состоят из легких элементов (см. [2, 10]). Тогда при энергиях рентгеновских квантов от 10 до 100 *кэв* величина μ в формуле (39) определяется в основном вторым слагаемым и по порядку величины равна 10^{-26} см^{-1} .

Вычислим спектр наблюдения переходного излучения, образованного внутри пространства с радиусом R . После соответствующего интегрирования в формуле (29) получим:

$$\frac{d^2 N^c}{d\omega d\Omega} = \frac{1}{4\pi} G^c(\omega) \frac{1 - \exp(-\mu R)}{\mu}, \quad (40)$$

где $G^c(\omega) = G_d^c(\omega) + G_g^c(\omega)$ — сумма вкладов от пылинок и газа.

Рассмотрим сначала переходное излучение, образованное внутри нашей Галактики. Для этого положим в формуле (40) величину R равной $R_G \sim 10^{23} \div 10^{25}$ см. Тогда вследствие того, что $\mu R_G \ll 1$, спектр наблюдения (40), например, при $\omega = 10$ кэв, приблизительно на 5 порядков меньше экспериментальных значений изотропного фона космического рентгеновского излучения [6—8], приведенных на рис. 4

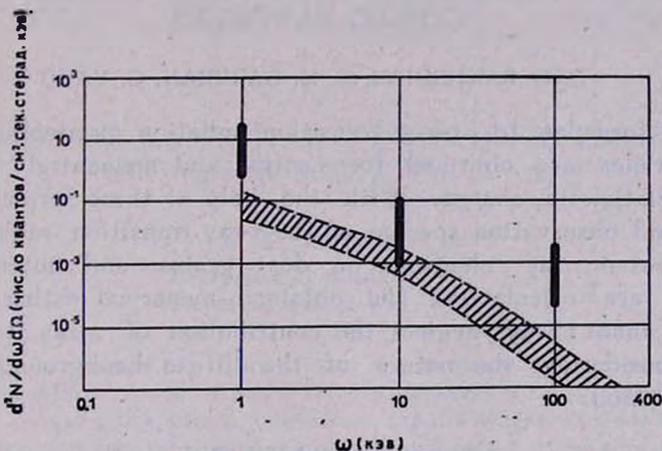


Рис. 4. Заштрихованная полоса — рассчитанный „спектр наблюдения“ рентгеновского переходного излучения. Вертикальные полосы — экспериментальные данные, согласно работам [6—8].

(вертикальные полосы). Этот факт представляется вполне естественным, так как изотропный фон космического рентгеновского излучения очевидно имеет внегалактическое происхождение. В этой связи заметим, что если в формуле (40) положим величину R равной $10^{26} + 10^{27}$ см и больше, то спектр наблюдения примет значения, представленные на рис. 4 в виде заштрихованной полосы. Из указанного рисунка видно, что полученные таким образом расчетные кривые и экспериментальные значения согласуются между собой по порядку величины в некоторой области частот. Хотя использованное выше значение R , возможно, и не достаточно оправдано, однако получающийся при этом результат сам по себе представляется нам интересным. Оценки, проведенные в настоящей работе, по-видимому, показывают, что при рассмотрении вопроса о фоне космического рентгеновского излучения переходный механизм не всегда следует игнорировать.

Авторы выражают свою искреннюю благодарность В. А. Амбарцумяну за ценные советы и обсуждение полученных результатов и

Г. А. Гурзadyнy за то, что обратил наше внимание на рассматриваемый вопрос и, в частности, на работу [2].

Ереванский физический институт
Институт радиофизики и электроники
АН Арм.ССР

X-RAY TRANSITION RADIATION PRODUCED ON COSMIC PARTICLES

G. G. BAKHSHIAN, G. M. GARIBIAN, C. YANG

The formulae for x -ray transition radiation production on spherical particles are obtained for central and noncentral collisions of an ultrarelativistic charge. With the help of these formulae the production and observation spectra of the x -ray transition radiation formed by the cosmic ray electrons on dust grains and interstellar gas molecules are calculated. The obtained numerical estimations show that one cannot always neglect the contribution of x -ray transition radiation considering the nature of the diffuse background of cosmic x -ray radiation.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. S. A. E. Johansson, Ap. J., Lett., 9, 143, 1971.
2. I. Lerche, Ap. J., 175, 373, 1972.
3. R. Ramaty, R. D. Bleach, Ap. Lett., 11, 35, 1972.
4. G. V. Yodh, X. Artru, R. Ramaty, Univ. of Maryland, Tech. Rep., 73-027, 1972.
5. L. Durand, Preprint, Univ. of Wisconsin, November, 1972.
6. S. D. Verma, 12-th International Conference on Cosmic Rays, 1971, Hobart, Tasmania, Australia, 1, 31.
7. S. Hayakawa, D. Sugimoto, Suppl. Progr. Theor. Phys., № 49, 148, 1971.
8. G. Silk, S. L. Weinberg, Ap. J., 175, L29, 1972.
9. Г. М. Гарибян, Ян Ши, ЖЭТФ, 51, 930, 1971.
10. D. P. Gilra, Nature, 229, 937, 1971.
11. И. С. Градштейн, И. М. Рыжик, Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений, М., 1971.
12. Г. М. Гарибян, ДАН Арм.ССР, 33, 105, 1961; Изв. АН СССР, сер. физ. 36, 754, 1962.
13. D. Hovanstadt, P. Meyer, P. G. Schmidt, Ap. Lett., 9, 165, 1971.
14. M. L. Goldstein, R. Ramaty, L. A. Fisk, Phys. Rev. Lett., 24, 1193, 1970.
15. B. G. Nickerson, R. B. Partridge, Ap. J., 169, 203, 1971.
16. Evolution of the Universe and Formation of Galaxies, Suppl. Progr. Theor. Phys., № 49, 1971.
17. О. И. Лейпунский, Б. В. Новожилов, В. Н. Сахаров, Распространение гамма-квантов в веществе, М., 1960.
18. К. У. Аллен, Астрофизические величины, М., 1960.