

УДК: 52.530.145

ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ ПОТЕРИ ПРИ РАССЕЯНИИ ФОТОНОВ
СВОБОДНЫМИ ЭЛЕКТРОНАМИ

Г. А. АРУТЮНЯН, В. А. ДЖРБАШЯН, А. Г. НИКОГОСЯН

Поступила 24 августа 1987

Принята к печати 25 сентября 1987

В работе выводятся и исследуются точные формулы для энергетических потерь при рассеянии фотонов свободными электронами. Выявлены условия, при которых имеет место обратный комптон-эффект. Показано, что электрон не может потерять энергию, если его энергия не превосходит энергию рассеивающих фотонов, а также если направления их движений совпадают. В некоторых частных случаях полученные формулы переходят в формулы, приводящиеся другими авторами. Получен ряд простых асимптотических формул. Показано, что формулы для энергетических потерь фотонов простым образом связаны с аналогичными формулами для энергетических потерь электронов. Приводятся результаты численных расчетов.

1. *Введение.* Одним из важных с точки зрения астрофизических приложений механизмов взаимодействия излучения с веществом является рассеяние фотонов на свободных электронах. Хорошо известен эффект «комптонизации» излучения, который в разреженной высокотемпературной плазме становится основным процессом, формирующим спектр излучения. Механизм комптоновского рассеяния привлекается, в частности, при исследовании эволюции спектра реликтового излучения и интерпретации спектров компактных рентгеновских источников. При рассеянии фотонов на релятивистских электронах, когда электроны в среднем передают часть кинетической энергии рассеивающимся фотонам, имеет место обратный комптон-эффект, играющий важную роль в астрофизике высоких энергий. В приложениях указанного механизма обычно возникает необходимость в знании как закона перераспределения по энергиям и направлениям, так и выражения для энергетических потерь, при элементарном акте рассеяния.

Вопрос об определении энергетических потерь электронов при рассеянии на фотонах рассматривался в работе [1] в связи с изучением энергетического спектра космических лучей. Указанный вопрос затрагивался так-

же в работе Амбарцумяна [2], в которой отмечалась роль обратного комптон-эффекта в физических процессах, протекающих в Крабовидной туманности. В дальнейшем, рядом авторов было дано частичное обобщение и уточнение формулы для энергетических потерь (см., например, [3, 4]). Достаточно хороший, хотя уже немного устаревший, обзор теоретических и экспериментальных работ по исследуемой проблеме был сделан в работе [5].

В настоящей работе задача о вычислении энергетических потерь рассматривается при общей своей постановке. Для указанной величины впервые удастся вывести точное выражение. В случае рассеяния мононаправленных пучков фотонов и электронов полученная формула имеет достаточно простой вид и позволяет выявить области действия прямого и обратного комптон-эффектов. Для различных частных случаев получены удобные для расчетов асимптотические формулы.

2. *Энергетические потери электрона в единицу времени при рассеянии параллельным пучком монохроматических фотонов.* Как было показано в работе [6], вероятность рассеяния в единицу времени одного электрона фотонами со средней плотностью n_ϕ связана с дифференциальным сечением рассеяния фотона на электроны по формуле

$$dW_s = n_\phi c d\sigma. \quad (1)$$

Для энергетических потерь электрона с начальной энергией E_1 и конечной энергией E_2 , очевидно, можно написать:

$$-\frac{dE_s}{dt} = \int (E_1 - E_2) dW_s. \quad (2)$$

С учетом соотношения, связывающего между собой начальные и конечные энергии фотона ($h\nu_1$ и $h\nu_2$) и электрона

$$E_1 + h\nu_1 = E_2 + h\nu_2 \quad (3)$$

в силу формул (1) и (2) имеем

$$-\frac{dE_s}{dt} = \int_{\nu_{2\min}}^{\nu_{2\max}} (h\nu_2 - h\nu_1) n_\phi c d\sigma(\nu_2). \quad (4)$$

Выражения для $\nu_{2\max}$ и $d\sigma(\nu_2)$ были получены в работах одного из авторов [7, 8]. Они имеют вид

$$\nu_{2\max} = \gamma\nu_1 / (1 + \gamma R), \quad (5)$$

причем

$$\delta = h\nu_1/E_1, \quad R = (\beta^2 + 2\beta\gamma \cos \theta_1 + \gamma^2)^{1/2}, \quad \beta = v_1/c, \quad \gamma = 1 - \beta \cos \theta_1, \quad (6)$$

θ_1 — угол между направлениями первоначального движений фотона и электрона, и

$$d\sigma(\nu_2) = \frac{\pi r_0^2}{\gamma^2 \nu_1} \left\{ \frac{A + B\nu_2}{R} + \frac{1}{b(\nu_2)} \left[C + \frac{D + F\nu_2}{b^2(\nu_2)} \right] \right\} d\nu_2, \quad (7)$$

где приняты следующие обозначения: $r_0 = e^2/mc^2$ — классический радиус электрона; $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$ — так называемый релятивистский множитель;

$$\begin{aligned} A &= \left(1 + \frac{1}{\gamma^2 \gamma \delta} \right)^2 - \frac{\delta(\delta + \beta \cos \theta_1)}{R^2}; \\ B &= \delta[\gamma^{-2} + (\delta - 1)\gamma]/\nu_1 \gamma R^2; \\ C &= \frac{\nu_1 \gamma}{\delta} \left(1 - \frac{2}{\gamma^2 \delta \gamma} - \frac{2}{\gamma^4 \delta^2 \gamma^2} \right); \\ D &= \nu_1^2 \gamma \beta (\beta + \delta \cos \theta_1)/\delta^3 \gamma^4; \\ F &= \nu_1^2 [\gamma^{-2} + \gamma(\delta - 1)]/\delta^4 \gamma^4, \end{aligned} \quad (8)$$

$$b(\nu_2) = \gamma^{1/2} [\gamma \nu_2^2 \delta^2 + 2\nu_1 \nu_2 \beta \delta (\cos \theta_1 - \beta) + \nu_1^2 \beta^2 \gamma]^{1/2} / \delta.$$

Заметим, что (см. [7, 8])

$$\int_{\nu_{2\min}}^{\nu_{2\max}} d\sigma(\nu_2) = \sigma, \quad (9)$$

где σ — полное сечение рассеяния фотона на электроне. С учетом (7) формула (9) дает

$$\sigma = 2\pi r_0^2 \gamma \left[\frac{2}{\gamma^2} + \frac{1 + \eta}{(1 + 2\eta)^2} + \frac{1}{2\eta} \left(1 - \frac{2}{\eta} - \frac{2}{\eta^2} \right) \ln(1 + 2\eta) \right], \quad (10)$$

где

$$\eta = \gamma \delta \gamma^2. \quad (11)$$

Принимая в расчет формулу (9), вместо соотношения (4) будем иметь

$$-\frac{dE_*}{dt} = h\nu_1 n_\Phi c \left[\frac{1}{\nu_1} \int_{\nu_{2\min}}^{\nu_{2\max}} \nu_2 d\sigma(\nu_2) - \sigma \right]. \quad (12)$$

Таким образом, задача сводится к вычислению интеграла, входящего в (12). Интегрирование с учетом формул (5)—(8) дает

$$\int_{v_{2\min}}^{v_{2\max}} v_2 d\sigma(v_2) = \frac{2\pi r_0^2 v_1}{\gamma^2} \left\{ \frac{\eta - \delta}{(\delta\eta)^2} + \frac{1}{\delta(1+2\eta)} \left[\eta - \frac{4}{\eta} - \frac{2}{\eta^2} + \right. \right. \\ \left. \left. + \frac{1}{\delta} \left(3 - \eta + \frac{2}{\eta} \right) \right] + \frac{\eta^2 [(1+\eta)(4\delta+3) - \eta]}{3\delta^2(1+2\eta)^3} + \right. \\ \left. + \frac{1}{2\delta^2} \left[1 - \frac{2}{\eta} - \frac{3}{\eta^2} + \frac{\delta}{\eta} \left(-1 + \frac{3}{\eta} + \frac{3}{\eta^2} \right) \right] \ln(1+2\eta) \right\}. \quad (13)$$

Заметим, что выражение в квадратных скобках в формуле (10) зависит лишь от одной (релятивистски инвариантной) величины η .

Представляет также интерес выражение в фигурных скобках в (13). Оно зависит лишь от η и δ , в то время как дифференциальное сечение, определяемой формулой (7), зависит от пяти параметров (θ_1 , β , δ , v_1 и v_2) в отдельности.

Подставляя (10) и (13) в (12), для энергетических потерь электрона окончательно получим

$$-\frac{dE_e}{dt} = cn_0 2\pi r_0^2 \frac{(mc^2)^2}{h\nu_1} \left\{ \frac{(1+\delta)\eta}{1+2\eta} - \frac{3(3-\eta) + \eta(2\delta+\eta)}{\eta^2} - \right. \\ \left. - \frac{(1+\eta)[3(\delta-\eta) + 2\delta\eta] + \eta^2}{3(1+2\eta)^3} \eta + \frac{1}{2} \left[1 - \frac{2}{\eta} - \frac{3}{\eta^2} + \right. \right. \\ \left. \left. + \delta \left(-1 + \frac{1}{\eta} + \frac{5}{\eta^2} + \frac{3}{\eta^3} \right) \right] \ln(1+2\eta) \right\}. \quad (14)$$

Из формулы (14) нетрудно заключить, что в зависимости от значения $\eta \in]\delta/2; \infty[$ величина $-dE_e/dt$ может быть как положительной, так и отрицательной. Другими словами, при рассеянии на фотонах электрон, вообще говоря, может не только потерять, но и приобрести энергию. Таким образом, понятие «энергетические потери электрона» является относительным.

Перейдем к разбору двух относительно простых случаев, когда $\theta_1 = 0$ и $\theta_1 = \pi$.

При $\theta_1 = 0$ электрон всегда приобретает энергию ($-dE_e/dt < 0$), что легко понять, исходя из физических соображений. В этом случае фотон, двигаясь быстрее электрона, как бы «подталкивает» его. Математически это следует из (4), если учесть, что при $\theta_1 = 0$ из формулы (5) имеем

$$\frac{1-\beta}{1+\beta+2\delta} v_1 \leq v_2 \leq v_1. \quad (15)$$

В этом случае подынтегральное выражение в (4) становится отрицательным

$$-2 \frac{\beta + \delta}{1 + \beta + 2\delta} h\nu_1 \leq h\nu_2 - h\nu_1 \leq 0. \quad (16)$$

Для релятивистских электронов и не слишком жестких фотонов $\eta = \delta/2 \ll 1$ величина dE_e/dt убывает как γ^{-2}

$$-\frac{dE_e}{dt} \approx -cn_\phi r_0^2 \frac{2\pi h\nu_1}{3\gamma^2}. \quad (17)$$

При жестких фотонах, когда $\eta = \delta/2 \gg 1$, имеем

$$-\frac{dE_e}{dt} \approx -cn_\phi \pi r_0^2 \frac{mc^2}{\gamma} \left(\ln \delta - \frac{5}{6} \right). \quad (18)$$

При $\beta \rightarrow 1$ правые части (17) и (18), оставаясь отрицательными, стремятся к нулю, что указывает на ослабление эффекта «подталкивания».

Обратимся теперь к случаю, когда $\theta_1 = \pi$. В силу (5)

$$\frac{1 + \beta}{1 + \delta + |\beta - \delta|} \nu_1 \leq \nu_2 \leq \frac{1 + \beta}{1 + \delta - |\beta - \delta|} \nu_1. \quad (19)$$

Отсюда при $\beta \geq \delta$ следует, что

$$0 \leq h\nu_2 - h\nu_1 \leq 2 \frac{\beta - \delta}{1 - \beta + 2\delta} h\nu_1, \quad (20)$$

и согласно (4), получаем $-dE_e/dt > 0$, то есть электрон теряет энергию. При $\beta \sim 1$ и $\eta = 2\gamma^2\delta \ll 1$ энергетические потери электрона растут как γ^2 :

$$-\frac{dE_e}{dt} \approx cn_\phi r_0^2 \frac{32\pi}{3} \gamma^2 h\nu_1. \quad (21)$$

Далее, при $\beta \sim 1$, но $\delta \ll 1$ и $\eta = 2\gamma^2\delta \gg 1$ величина $-dE_e/dt$ с увеличением начальной энергии электрона растет по логарифмическому закону:

$$-\frac{dE_e}{dt} \approx cn_\phi \pi r_0^2 \frac{(mc^2)^2}{h\nu_1} \left(\ln 4\delta\gamma^2 - \frac{5}{6} \right). \quad (22)$$

В случае, когда $\beta < \delta$, то

$$-2 \frac{\delta - \beta}{1 - \beta + 2\delta} h\nu_1 \leq h\nu_2 - h\nu_1 \leq 0, \quad (23)$$

и электрон приобретает энергию.

При $\beta \sim 1$, $\delta \gg 1$ и $\eta = 2\gamma^2\delta \gg 1$ имеем

$$-\frac{dE_s}{dt} \approx -cn_\varphi \pi r_0^2 \frac{mc^2}{\gamma} \left(\ln 4\delta\gamma^2 - \frac{5}{6} \right). \quad (24)$$

Таким образом, при $\theta_1 = \pi$ частица, обладающая большим импульсом, передает импульс и, следовательно, энергию частице с меньшим импульсом (то есть электрон-фотону при $mv_1\gamma > h\nu_1/c$ и фотон-электрону, если имеет место обратное неравенство). При равенстве импульсов, когда $\beta = \delta$ или $mv_1\gamma = h\nu_1/c$, передачи энергии не происходит

$$-\frac{dE_s}{dt} = 0. \quad (25)$$

В справедливости последнего утверждения нетрудно убедиться на основе общей формулы (14), если положить в последней $\theta_1 = \pi$, $\beta = \delta$, а также учесть, что в данном случае $\eta = \delta/(1 - \beta) = \delta/(1 - \delta)$. Зависимость энергетических потерь электрона от θ_1 при $\gamma = 1.0001$ и различных энергиях фотона изображена на рис. 1.

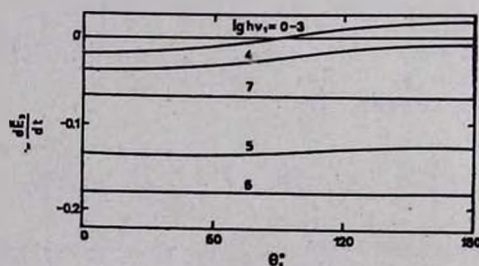


Рис. 1. Зависимость величины энергетических потерь от θ_1 при $\gamma = 1.0001$. Для простоты приведены графики величины $-\frac{dE_s}{dt} = -\frac{dE_s}{dt} \cdot (2\pi r_0^2 c n_\varphi mc^2)^{-1} \left(-\frac{dE_s}{dt} \right)$ имеет такой же вид и для остальных рисунков). На кривых написаны соответствующие значения величины $\lg(h\nu_1)$ (энергия фотона — в электронвольтах).

Рассмотренный частный случай предоставляет возможность найти нуль выражения (14) для энергетических потерь и при произвольном значении θ_1 . Для того, чтобы убедиться в этом, следует обратить внимание на тот факт, что выражение в фигурных скобках в (14) зависит лишь от η и δ . Ввиду этого, величина $\gamma_0 = \delta/(1 - \delta)$ является нулем выражения в правой части формулы (14) при произвольных η и δ . Указанное обстоятельство позволяет вывести из выражения в фигурных скобках множитель $\eta - \gamma_0$, в результате чего вместо (14) получаем

$$-\frac{dE_s}{dt} = 2\pi r_0^2 c n_\phi \frac{(mc^2)^2}{h\nu_1} [(1-\delta)\eta - \delta] \left\{ \frac{3+15\eta+14\eta^2}{3(1+2\eta)^3} + \frac{3-\eta}{\eta^2} \left[1 - \frac{1+\eta}{2\eta} \ln(1+2\eta) \right] \right\}. \quad (26)$$

Мы видим, что выражение в фигурных скобках в правой части (26) в равной мере, как и выражение в квадратных скобках в формуле для полного сечения (10), зависят лишь от η , то есть ковариантны, и представляются дробно-рациональными и логарифмическими функциями.

3. Исследования формулы (26). Исходя из физических соображений можно заключить, что выражение в фигурных скобках в (26) является положительной величиной. Об этом свидетельствует также изображенная на рис. 2 кривая зависимости этой величины, от η . В силу сказанного нетрудно найти условия, при которых $-dE_s/dt > 0$, то есть будет иметь место обратный комптон-эффект. Действительно, из (26) и (11) следует, что необходимым и достаточным условием для режима обратного комптон-эффекта является неравенство

$$(1-\delta)y\gamma^2 > 1. \quad (27)$$

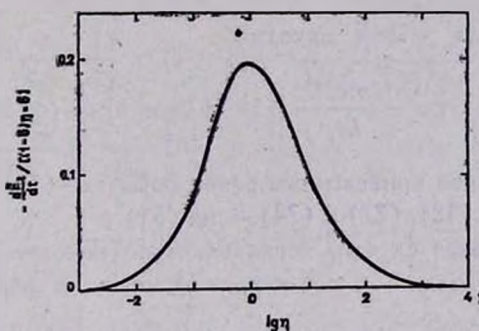


Рис. 2. График инвариантной величины $-\frac{dE_s}{dt} \cdot [(1-\delta)\eta - \delta]^{-1}$.

Из (27) вытекает, что при $\delta \geq 1$ (т. е. $h\nu_1 \geq E_1$) обратный комптон-эффект неосуществим. Другими словами, в этом случае электрон приобретает энергию. Для интервала значений величины δ неравенство (27) дает

$$0 < \delta < \beta(\beta - \cos \theta_1)/y, \quad (28)$$

откуда следует, что для обратного комптон-эффекта необходимо, чтобы одновременно имели место неравенства $\beta > 0$ и $\beta > \cos \theta_1$. Тем самым, мы заключаем, что обратный комптон-эффект не может иметь места для

покоящегося электрона и при малых углах θ_1 («эффект подталкивания»). Для релятивистских электронов из условия $\beta > \cos \theta_1$ находится нижняя граница угла θ_1 : $\theta_1 > mc^2/E_1$. Неравенство (27) может быть также представлено в виде

$$E_1 - h\nu_1 > mc^2/\gamma u, \quad (29)$$

откуда видно, насколько энергия электрона должна превышать энергию фотона, чтобы имел место обратный комптон-эффект.

Формула (26) дает возможность выявить поведение энергетических потерь при различных δ . Так, если $\delta < 1$, то $-dE_s/dt < 0$ при $\eta \in]\delta/2; \delta/(1-\delta)[$ и $-dE_s/dt > 0$ при $\eta \in]\delta/(1-\delta); \infty[$. Если же $\delta \geq 1$, то, как уже отмечалось выше, $-dE_s/dt < 0$ во всей области изменения $\eta \in]\delta/2; \infty[$. Напишем, наконец, в явном виде условие $\eta = \eta_0$, при котором рассеяние является в среднем упругим: $E_1 - h\nu_1 = mc^2/\gamma u$.

При очень больших и малых значениях величины η разложение в ряд выражения в фигурных скобках в (26), позволяет написать простые приближенные формулы. Так, при $\eta \ll 1$ имеем

$$-\frac{dE_s}{dt} \approx \frac{8}{3} \pi r_0^2 c n_\phi \frac{(mc^2)^2}{h\nu_1} \eta [(1-\delta)\eta - \delta] \left[1 - \frac{21}{5} \eta \left(1 - \frac{7}{2} \eta \right) \right]. \quad (30)$$

В то же время для $\eta \gg 1$ находим

$$-\frac{dE_s}{dt} \approx \pi r_0^2 c n_\phi \frac{(mc^2)^2}{h\nu_1} [(1-\delta)\eta - \delta] \frac{1}{\eta} \left(\ln 2\eta - \frac{5}{6} \right). \quad (31)$$

Нетрудно увидеть, что приведенные ранее формулы (17) и (21) вытекают из (30), а формулы (18), (22) и (24) — из (31).

Рассмотрим также случай, когда электрон покоится в рассматриваемой системе. Подставляя $\eta = \delta = x_1 = h\nu_1/mc^2$ в формулу (26) будем иметь

$$-\frac{dE_s}{dt} = -2\pi r_0^2 c n_\phi h\nu_1 \left\{ \frac{3 + 15x_1 + 14x_1^2}{3(1 + 2x_1)^3} + \frac{3 - x_1}{x_1^2} \times \right. \\ \left. \times \left| 1 - \frac{1 + x_1}{2x_1} \ln(1 + 2x_1) \right| \right\}. \quad (32)$$

Правая часть (32) меньше нуля при любом значении x_1 . Физически это означает, что покоящийся электрон приобретает энергию (комpton-эффект). При $x_1 \ll 1$ формула (32) дает

$$-\frac{dE_s}{dt} \approx -\frac{8\pi}{3} r_0^2 c n_\phi mc^2 x_1^2 \left(1 - \frac{21}{5} x_1 \right), \quad (33)$$

в то время, как при $x_1 \gg 1$ имеем

$$-\frac{dE_e}{dt} \approx -\pi r_0^2 c n_\phi m c^2 \left(\ln 2x_1 - \frac{5}{6} \right). \quad (34)$$

4. Энергетические потери электрона в единицу времени при рассеянии на монохроматических фотонах с равновероятными направлениями движения. Формула (26) позволяет вывести формулу для средних энергетических потерь одного электрона при рассеянии на монохроматических фотонах с равновероятным распределением направлений движения. Поскольку в формулу (26) входит лишь один угол — θ_1 , то, очевидно, что искомой формулой будут также задаваться средние потери одного электрона из совокупности электронов с одинаковой энергией и равновероятным распределением направлений движений при рассеянии параллельным пучком монохроматических фотонов.

В рассматриваемом нами случае выражение (1) для вероятности рассеяния электрона принимает вид (см. [6])

$$dW_e = c n_\phi d\tau \sin \theta_1 d\theta_1/2. \quad (35)$$

Умножая правую часть соотношения (14) на $\sin \theta_1 d\theta_1/2$ и производя интегрирование по θ_1 в интервале $[0; \pi]$, находим нужную формулу

$$\begin{aligned} -\frac{dE_e}{dt} = & 2\pi r_0^2 c n_\phi \frac{h\nu_1}{\gamma^4 \delta^2} \left\{ \frac{11}{12} \gamma^2 (\delta - 1) - \frac{3}{2\delta} - \frac{3 - \delta}{12 [(1 + 2\delta)^2 - \beta^2]} + \right. \\ & + \frac{(1 + \delta)(1 + 2\delta - \beta^2)}{6 [(1 + 2\delta)^2 - \beta^2]^2} + \frac{1}{2\beta\delta} \left[\frac{1}{2} - \frac{31}{12} \delta + \frac{3}{4\delta\gamma^2} + \frac{(1 - \delta)\delta\gamma^2}{2} \right] \times \\ & \times \ln \frac{1 + 2\delta/(1 - \beta)}{1 + 2\delta/(1 + \beta)} + \frac{1}{4\delta} [5 + (1 - \delta)\delta\gamma^2] \ln [1 + 4\delta\gamma^2 (1 + \delta)] + \\ & + \frac{\delta - 2}{8\beta\delta} \left[\Lambda(2\eta - 1) (\ln 2\eta)^2 + 2 \sum_{k=1}^{\infty} (-1)^{k - \Lambda(1 - 2\eta)} \times \right. \\ & \times \left. \frac{(2\eta)^{[\Lambda(1 - 2\eta) - \Lambda(2\eta - 1)]k}}{k^2} \right]_{\eta = \delta/(1 + \beta)}^{\eta = \delta/(1 - \beta)} \Big\}, \quad (36) \end{aligned}$$

где $\Lambda(x)$ — функция единичного скачка: $\Lambda(x) = 1$, если $x > 0$ и $\Lambda(x) = 0$, если $x < 0$.

Несмотря на то, что $\Lambda(2\eta - 1)$ претерпевает разрыв в точке $\eta = 1/2$, тем не менее правая часть (36) является непрерывной.

Если допустить, что электрон покоится, то, как и следовало ожидать, (36) переходит в формулу (32). Разложением в ряд из (36) можно получить приближенные формулы. Так, при

$$2(1 + \beta) \delta \gamma^2 \ll 1 \quad (37)$$

имеем

$$-\frac{dE_*}{dt} \approx \frac{32\pi}{9} r_0^2 c n_\phi \gamma^2 h\nu_1 \left[\beta^2 - \frac{63}{10} \beta^2 \delta \gamma^2 - \frac{3}{4} \delta \left(1 - \frac{16}{15} \beta^2 \right) \right]. \quad (38)$$

В этой формуле других ограничений на β и δ , кроме (37), не наложено. Если устремить β к нулю, получим первый член разложения (33). Если ограничиться первым членом в квадратных скобках в (38) и устремить β к единице, то придем к результату, найденному в [1, 3]. При $4\delta\gamma^2 \gg 1$ для ультрарелятивистских электронов можно написать

$$\begin{aligned} -\frac{dE_*}{dt} \approx \pi r_0^2 c n_\phi \frac{(mc^2)^2}{h\nu_1} & \left[(1 - \delta) \left(\ln 4\delta\gamma^2 - \frac{11}{6} \right) - \right. \\ & \left. - \frac{1}{\gamma^2} \ln 2\gamma \left(\ln 2\gamma\delta - \frac{5}{6} \right) \right]. \end{aligned} \quad (39)$$

При $h\nu_1 \ll E_1$ (39) совпадает, по сути дела, с формулой* (2—57) статьи Блюментала и Гоулда [4]. Отличие (если учесть, что члены, пропорциональные γ^{-2} в (39), важны лишь при $h\nu_1 \sim E_1$) состоит только в том, что в (2—57) проводится интегрирование по начальной энергии фотона.

Кривые, изображающие зависимость энергетических потерь электрона, рассчитанных по формуле (36), от энергии фотонов и электрона, приведены на рис. 3 и 4. Обращает на себя внимание наличие максимумов в кривых, изображенных на рис. 3. Заметим, что максимумом обладают также энергетические потери электрона при рассеянии параллельным пучком монохроматических фотонов для значений углов θ_1 , близких к π . Существование подобного рода максимума может быть использовано также и для планирования эксперимента. Нетрудно, например, теоретически определить значения энергий электронов и фотонов таким образом, чтобы при рассеянии энергетические потери электронов были наибольшими.

На рис. 4 мы ограничились рассмотрением случая обратного комптоновского рассеяния и это позволило привести результаты в логарифмической шкале. Как хорошо видно из приведенных графиков, при сравнительно малых значениях энергий фотонов и электронов, когда справедливо неравенство (37), между величинами $\lg(-dE_*/dt)$ и $\lg \gamma$ существует линейная зависимость. С ростом энергий электронов и (или) фотонов эта зависимость нарушается и устанавливается более слабая зависимость, соответствующая формуле (39).

* Формула (17.73), приведенная в [3], отличается от цитируемой формулы (2—57) [4] тем, что вместо слагаемого $-11/6$ в [3] получено $+1/2$.

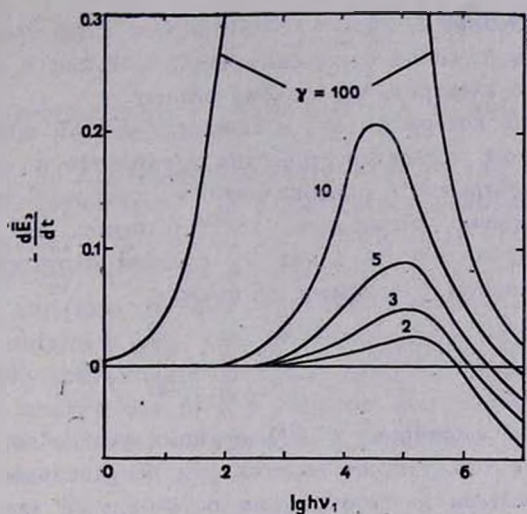


Рис. 3. Усредненная по углам величина $-\frac{d\bar{E}}{dt}$ в зависимости от энергии фотонов и электронов.

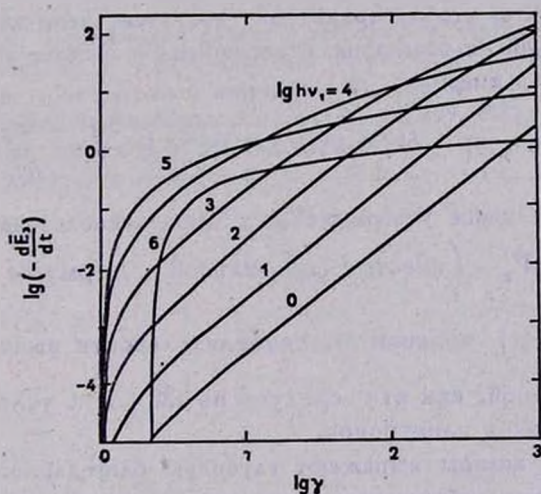


Рис. 4. Зависимость величины $\lg(-\frac{d\bar{E}}{dt})$ от энергии фотонов и электронов.

5. *Обсуждение полученных результатов.* В работах [1, 3, 4] рассмотрены фотоны с постоянной в пространстве плотностью. Область применимости полученных в настоящей работе формул не ограничена таким требованием. Плотность фотонов в пространстве может меняться произволь-

ным образом, поскольку в формулах фигурирует лишь средняя плотность n_ϕ , представляющая собой отношение числа фотонов в объеме, где они взаимодействуют с электронами, к этому объему.

Энергетические потери фотона в единицу времени при рассеянии параллельным пучком моноэнергетических электронов и «облаком» моноэнергетических электронов с равновероятным распределением направлений движений можно вычислить, соответственно, из формул (26) и (36), заменив предварительно в них n_ϕ средней плотностью электронов с отрицательным знаком. Тем самым мы имеем

$$-\frac{dE_\phi}{dt} = -\frac{n_e}{n_\phi} \left(-\frac{dE_e}{dt} \right). \quad (40)$$

Множитель n_e/n_ϕ , входящий в (40), в упомянутой обзорной статье [4] не учтен. Вместе с тем, там же имеется ряд неправильных утверждений, на которых мы считаем целесообразным остановиться здесь. Так, утверждение о том, что потери энергии фотона (и, следовательно, электрона) в лабораторной системе и системе покоя электрона равны между собой, является неверным. Величина $-dE_\phi/dt$, как это явствует из вышеприведенных формул (26) и (40), не является инвариантной величиной. Нельзя также утверждать, что инвариантной является величина $dn_\phi/h\nu_1$. Действительно, снабжая величины, относящиеся к системе покоя электрона, штрихами, будем иметь

$$dn'_\phi = dn_\phi/\gamma; \quad h\nu'_1 = \gamma h\nu_1; \quad \frac{dn'_\phi}{h\nu'_1} = \frac{1}{\gamma^2} \frac{dn_\phi}{h\nu_1}. \quad (41)$$

Перечисленные выше утверждения, а также использование формулы $-dE'_\phi/dt' = \int h\nu'_1 dW'_\phi$ (вместо правильной формулы $-dE_\phi/dt = \int (h\nu_2 - h\nu_1) dW_\phi$) привели к неубедительности вывода известной формулы, правильной, как это следует из (38), при условии (37) для ультрарелятивистских электронов.

В заключение авторы выражают глубокую благодарность академику В. А. Амбарцумяну за обсуждение полученных результатов и признательны члену-корреспонденту АН Армянской ССР Р. М. Мурадян за ценное замечание.

Бюраканская астрофизическая
обсерватория
Ереванский физический
институт

ENERGY-LOSS FOR THE PHOTON SCATTERING
ON FREE ELECTRONS

H. A. HARUTYUNIAN, V. A. DJRBASHIAN, A. G. NIKOGHOSSIAN

Exact formulae describing the energy-loss for the photon scattering on free electrons are derived and investigated. Conditions for which inverse compton-effect takes place are shown. It is shown that electron can not loose energy, if its energy does not exceed the energy of scattering photons and also if their directions coincide. In some special cases formulae obtained turn into formulae, cited by other authors. A number of simple approximate formulae are obtained. It is shown that the formulae of energy-loss of the photons are connected with analogical formulae for electron energy-loss. The results of numerical calculations are given.

ЛИТЕРАТУРА

1. F. Feenberg, H. Primakoff, Phys. Rev., 73, 449, 1948.
2. В. А. Амбарцумян, в сб. «Нестационарные звезды», Изд. АН Арм.ССР, Ереван, 1957.
3. В. Л. Гинзбург, Теоретическая физика и астрофизика, Наука, М., 1981.
4. G. R. Blumenthal, R. J. Gould, Rev. Mod. Phys, 42, 237, 1970.
5. О. Ф. Куликов, «Синхротронное излучение», Тр. физ. ин-та АН СССР, 80, 3, 1975.
6. Г. А. Арутюнян, В. А. Джрбашян, Астрофизика, 22, 379, 1985.
7. В. А. Джрбашян, Докл. АН СССР, 283, 1170, 1985.
8. В. А. Джрбашян, Успехи мат. наук, 40, 161, 1985.