

УДК: 524.3-6

РАССЕЯНИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ НА СВОБОДНЫХ ЭЛЕКТРОНАХ. УСРЕДНЕННАЯ ПО УГЛАМ ФУНКЦИЯ ПЕРЕРАСПРЕДЕЛЕНИЯ

Г.А.АРУТЮНЯН

Поступила 6 мая 2006

Принята к печати 9 июня 2006

Рассматривается элементарный акт рассеяния фотонов хаотически движущимся электронным моноэнергетическим газом, для чего получена функция перераспределения (ФП). Обращается внимание на то, что во многих задачах и, в частности, при рассмотрении взаимодействия фонового излучения с межгалактической плазмой богатых скоплений галактик, достаточно иметь усредненную по углам ФП. Получены выражения как усредненной ФП, так и для ее асимптотик, описывающих функцию перераспределения для низкочастотного излучения. Рассмотрен вопрос об определении коэффициента поглощения, зависящего от частоты фотона.

1. *Введение.* С целью интерпретации наблюдаемых спектров космических объектов применяются самые различные механизмы изменения энергии фотонов. Среди этих механизмов достаточно часто рассматривается рассеяние фотонного газа свободными электронами. Нередко фотон-электронное взаимодействие условно делится на два типа - комптоновское и обратное комптоновское рассеяния, в зависимости от того, какие именно частицы приобретают или теряют энергию. Обмен энергией между частицами, естественно, сближает физические условия данной смеси фотонов и электронов к термодинамическому равновесию. Ясно, что рассеяние низкочастотных фотонов высокотемпературным электронным газом изменяет спектр излучения, увеличивая при этом его интенсивность в коротковолновой области. Этот механизм спектрального изменения часто рассматривается для интерпретации, например, коротковолнового нетеплового излучения космических объектов и, в частности, рентгеновских источников. Поэтому процесс взаимодействия излучения с электронным газом за последние полвека теоретически исследован многими авторами (см., например, [1-8] и ссылки в них).

Отдельный класс задач связан с расчетами перераспределения спектра фонового излучения при взаимодействии с электронами. В последнее десятилетие эти задачи наиболее интенсивно рассматриваются в рамках, так называемого, эффекта Сюняева-Зельдовича (СЗ эффект) [9] (см. также [10]). Этот эффект, который состоит в спектральном

изменении фонового излучения в направлениях богатых скоплений галактик, имеет достаточно широкое применение. Тот факт, что эти скопления содержат весьма горячую плазму с температурой 10^7 - 10^8 К, позволяет предположить наличие свободных электронов высоких энергий. В работе [11] был предложен метод для использования СЗ эффекта с целью определения расстояний скоплений галактик. А это, в свою очередь, позволяет предложить независимый путь определения постоянной Хаббла [12-13]. Следует отметить, что именно применением СЗ эффекта в "эру минимума постоянной Хаббла" были получены наиболее низкие значения для этой константы - вплоть до 30-40 км/с на Мпк.

При рассмотрении этих задач авторы обычно пользуются диффузионным приближением и решают уравнение Компанеца [14](см. также [15]). Однако, как известно, уравнение Компанеца получено для бесконечной среды и описывает спектральные изменения в зависимости лишь от времени. Строго говоря, решение данного уравнения не может дать спектр *выходящего из среды излучения*, что, по сути дела, наблюдается на практике. Задачи многократного рассеяния являются предметом исследования теории переноса излучения, которая учитывает как геометрию и возможные неоднородности среды, так и особенности элементарного акта рассеяния. Поэтому уже в самом начале становления этой области исследований были сделаны попытки подойти к проблеме с этой точки зрения и получить точное выражение для функции перераспределения, а также предложить численные методы расчета этой функции для любых соотношений аргументов (см., например, [16-18]). Заметим с самого начала также, что при рассмотрении любых практических задач теории переноса приходится иметь дело со многими свободными параметрами, от выбора которых сильно зависит окончательный результат. В данном случае таковыми являются, например, температура электронного газа, ее распределение в среде, оптическая толщина этой среды и т.д. Если нет устойчивых методов проверки значений данных параметров, то выбор из семейства полученных результатов становится достаточно сложным.

В данной работе мы рассмотрим задачу с точки зрения теории переноса излучения и определим функцию перераспределения. Учитывая тот факт, что весьма часто для решений практических задач достаточно знание усредненной по углам функции перераспределения, мы получим ее для моноэнергетических, хаотически движущихся электронов. Заметим, что дело обстоит именно так в процессе взаимодействия фонового излучения с межгалактической плазмой. В работе также получены асимптотические выражения для описания рассеяния низкочастотного излучения.

2. Основные соотношения. Рассмотрим взаимодействие фотона

частотой ν' с изотропно распределенным моноэнергетическим газом электронов. Введем в рассмотрение безразмерную частоту $x' = h\nu'/m_e c^2$, а также величину $r(x', x, \theta, \gamma) dx$, которая показывает вероятность того, что фотон частоты x' рассеется электронным газом, после чего изменит направление движения на угол θ и переизлучится в интервале частот $[x, x + dx]$. Релятивистский фактор $\gamma = (1 - v^2/c^2)^{-1/2}$ определяет кинетическую энергию электронного газа.

Определенная таким образом функция перераспределения дается выражением [5,6]

$$r(x', x, \theta, \gamma) = \frac{1}{16\pi\gamma\sqrt{\gamma^2 - 1}} \left(\frac{x}{x'}\right)^2 [r_A + r_B + r_C] \Lambda(x, x_1, x_2), \quad (1)$$

где слагаемые в скобках задаются следующими выражениями

$$r_A = \frac{2}{\sqrt{x'^2 + x^2 - 2x'x \cos \theta}}, \quad (2)$$

$$r_B = \left[1 - \left(x'x \sin^2 \frac{\theta}{2} \right)^{-1} - \frac{1}{2} \left(x'x \sin^2 \frac{\theta}{2} \right)^{-2} \right] (Q_1 - Q_2), \quad (3)$$

$$r_C = \left(2x'x \sin^2 \frac{\theta}{2} \right)^{-2} \left[(\gamma(x' + x) - x^2 + x'x \cos \theta) Q_1^3 + (\gamma(x' + x) + x^2 - x'x \cos \theta) Q_2^3 \right], \quad (4)$$

а в них введены следующие величины

$$Q_1 = \left[\operatorname{ctg}^2 \frac{\theta}{2} + (\gamma - x)^2 \right]^{-1/2}; \quad Q_2 = \left[\operatorname{ctg}^2 \frac{\theta}{2} + (\gamma + x')^2 \right]^{-1/2}. \quad (5)$$

Функция единичного скачка, фигурирующая в (1) определяется следующим образом: $\Lambda(x, x_1, x_2) = 1$; если $x_1 \leq x \leq x_2$, а вне этого интервала равняется нулю. В данном случае интервал определяется выражением [5,6]

$$x_{1,2} = x' \frac{1 + 2\sin^2 \frac{\theta}{2} \left(\gamma^2 - 1 + \gamma x' \pm Q_2^{-1} \sqrt{\gamma^2 - 1} \right)}{1 + 4x' \sin^2 \frac{\theta}{2} \left(\gamma + x' \sin^2 \frac{\theta}{2} \right)}, \quad (6)$$

которое легко получается из соотношения

$$(\gamma^2 - 1)(x'^2 + x^2 - 2x'x \cos \theta) - [\gamma(x' - x) - x'x(1 - \cos \theta)]^2 \geq 0. \quad (7)$$

Ограничение (7) ставится при определении функции перераспределения, когда требуется, чтобы получаемая функция была действительной величиной [6].

Выражение (1) отличается от вероятности, полученной в работе [6] множителем $\frac{r_0^2 n c}{4\pi x'}$, где $r_0 = e^2/(4\pi m_e c^2)$ - классический радиус электрона, а n - плотность электронов. Обычно при решении задач

теории переноса излучения плотность поглощающих или рассеивающих частиц и сечение взаимодействия учитываются при определении оптических расстояний, и мы на этом остановимся в последнем разделе, когда речь пойдет о коэффициенте поглощения. Величина $c/4\pi$ представляет собой известный коэффициент перехода от интенсивностей к плотностям, а отношение x/x' учитывает сохранение количества квантов при рассеянии фотонов.

Таким образом, соотношение (6) позволяет определить интервал изменения значений энергии переизлученного фотона, который зависит как от угла рассеяния, так и от энергии электронов. Как и следовало ожидать, если при рассеянии фотон не меняет направление своего движения ($\theta = 0$), интервал, определяемый соотношением (6), свертывается в точку $x_1 = x_2 = x'$, что объясняется отсутствием в данном случае как доплеровского смещения, так и эффекта отдачи.

Исследования показывают, что в зависимости от угла рассеяния и энергии фотона и электронов наблюдается различное поведение. При малых значениях энергии фотона эффект отдачи не играет заметной роли, и изменение энергии фотона при его рассеянии почти полностью обусловлено эффектом Доплера. Тогда x_1 и x_2 являются монотонными функциями угла рассеяния и принимают свои экстремальные значения при $\theta = \pi$. Однако с ростом энергии фотона начинает сказываться также эффект отдачи, который при больших значениях угла рассеяния препятствует увеличению энергии переизлученного фотона. Вследствие этого максимум величины x_2 перемещается в область сравнительно более малых углов рассеяния.

3. Усреднение функции перераспределения по углу рассеяния. При решении различных задач теории переноса излучения часто пользуются функцией перераспределения, которая усреднена по всевозможным углам рассеяния. Такое приближение оправдано, когда рассматривается рассеяние фонового излучения на межгалактической плазме, где изотропность распределения скоростей обеих ансамблей частиц не вызывает сомнения. Усредненная по углам рассеяния функция распределения определяется с помощью следующего интеграла:

$$r(x', x, \gamma) = 8\pi \int_{s_1}^{s_2} r(x', x, \theta, \gamma) \sin \frac{\theta}{2} d \sin \frac{\theta}{2}. \quad (8)$$

Величины s_1 и s_2 определяют область значений, которые в зависимости от величин x' , x и γ , может принять величина $s = \sin \theta/2$. Эти граничные величины могут быть определены из (7) и имеют следующий вид

$$s_1^2 = \frac{\gamma^2 - 1 + \gamma(x' - x) - \sqrt{\gamma^2 - 1} \sqrt{(\gamma + x' - x)^2 - 1}}{2x'x} \quad (9)$$

и

$$s_2^2 = \min \left[1; \frac{\gamma^2 - 1 + \gamma(x' - x) - \sqrt{\gamma^2 - 1} \sqrt{(\gamma + x' - x)^2 - 1}}{2x'x} \right]. \quad (10)$$

Подставляя (1)-(4) в (8) и интегрируя в пределах, задаваемых выражениями (9-10), получаем

$$r(x', x, \gamma) = \frac{1}{4\gamma\sqrt{\gamma^2 - 1}} \left(\frac{x}{x'} \right)^2 (A + B), \quad (11)$$

где

$$A = \frac{2}{\sqrt{x'x}} \left[\sqrt{\frac{(x' - x)^2}{4x'x} + s_2^2} - \sqrt{\frac{(x' - x)^2}{4x'x} + s_1^2} \right], \quad (12)$$

а величина B задается выражением

$$B = B_1 + B_2 \quad (13)$$

Для упрощения дальнейшего изложения введем следующие вспомогательные обозначения

$$q_1^2 = [\gamma + x']^2 - 1]^{-1}; \quad q_2^2 = [\gamma - x]^2 - 1]^{-1}, \quad (14)$$

а также

$$p_l^M = \sqrt{q_l^{-2} + s_2^{-2}}; \quad p_l^m = \sqrt{q_l^{-2} + s_1^{-2}}. \quad (15)$$

Как видно из (14), всегда имеет место неравенство $q_1^2 > 0$, поскольку $\gamma \geq 1$ и $x' > 0$. Это обстоятельство позволяет достаточно просто и однозначно написать выражение для величины B_1 . Не так просто обстоят дела в случае величины q_2^2 . В зависимости от соотношения энергии фотона и электрона, данная величина может принимать как положительные, так и отрицательные значения. Более того, при $\gamma - x = \pm 1$ она становится бесконечно большой. Поэтому каждый из указанных случаев требует отдельного рассмотрения.

Учитывая введенные нами обозначения (14)-(15), мы будем иметь

$$B_{1,2} = \left[\frac{\gamma(x' + x)}{2(x'x)^2} \mp \frac{1 + 2q_{1,2}^2}{2x'x} \right] \left(\frac{1}{p_{1,2}^M} - \frac{1}{p_{1,2}^m} \right) \mp q_{1,2}^2 (s_2^2 p_{1,2}^M - s_1^2 p_{1,2}^m) \mp \frac{p_{1,2}^M - p_{1,2}^m}{2(x'x)^2} \pm g_{1,2}, \quad (16)$$

где

$$g_1 = \frac{1}{2x^2} \left(\frac{1}{p_1^M} - \frac{1}{p_1^m} \right) + q_1 \left(q_1^2 + \frac{2}{x'x} + \frac{q_1^2}{x'x} \right) \ln \frac{s_2(p_1^M + q_1^{-1})}{s_1(p_1^m + q_1^{-1})}, \quad (17)$$

а вид функции g_2 зависит от знака и численного значения величины q_2^2 . Учитывая возможные варианты, можно получить

$$g_2 = \frac{1}{2x'^2} \left(\frac{1}{p_2^M} - \frac{1}{p_2^m} \right) + q_2 \left(q_2^2 + \frac{2}{x'x} + \frac{q_2^2}{x'x} \right) \ln \frac{s_2(p_2^M + q_2^{-1})}{s_1(p_2^m + q_2^{-1})}, \text{ если } q_2^2 > 0 \quad (18)$$

и

$$g_2 = \frac{1}{2x'^2} \left(\frac{1}{p_2^M} - \frac{1}{p_2^m} \right) - iq_2 \left(q_2^2 + \frac{2}{xx'} + \frac{q_2^2}{xx'} \right) \left(\arcsin \frac{is_2}{q_2} - \arcsin \frac{is_1}{q_2} \right), \text{ если } q_2^2 < 0. \quad (19)$$

И, наконец, если $q_2^2 = 0$, величина B_2 может быть определена следующим выражением

$$B_2 = \frac{\gamma(x' + x) - x(3x' + x)}{2(x'x)^2} (s_2 - s_1) + \frac{2x'x - 1}{3x'x} (s_2^3 - s_1^3) + \frac{1}{(x'x)^2} (s_2^{-1} - s_1^{-1}). \quad (20)$$

Требуется отдельного рассмотрения также и случай когерентного рассеяния, когда $x = x'$. В этом случае, как можно видеть из (9), $s_1 = 0$ и поэтому полученные формулы не могут быть использованы для численных расчетов. Тогда

$$B_{1,2} = \frac{\gamma \mp xq_{1,2}^2}{x^3 p_{1,2}} \mp q_{1,2}^2 s_2^2 p_{1,2} \mp \frac{p_{1,2}}{x^4} \pm \left(q_{1,2}^2 + \frac{2}{x^2} + \frac{p_{1,2}^2}{x^2} \right) g_{1,2}, \quad (21)$$

где

$$g_1 = q_1 \ln [s_2 (p_1 + q_1^{-1})] \quad (22)$$

и

$$g_2 = q_2 \ln [s_2 (p_2 + q_2^{-1})], \text{ если } q_2^2 > 0 \quad (23)$$

$$g_2 = -iq_2 \arcsin \frac{is_2}{q_2}, \text{ если } q_2^2 < 0. \quad (24)$$

Здесь для упрощения записи верхний индекс величин $p_{1,2}^M$ опущен, т.е. $p_{1,2} = p_{1,2}^M$. В случае $q_2^2 = 0$ вместо (21) находим

$$B_2 = \frac{\gamma - 2x}{x^3} s_2 + \frac{2x^2 - 1}{3x^2} s_2^3 + \frac{1}{x^4 s_2}. \quad (25)$$

Несколько более подробно остановимся на вопросе об определении области изменений энергии рассеянного фотона при усредненной по углу функции перераспределения. Очевидно, что нижний предел указанной области определяется из формулы (6) подстановкой $\theta = \pi$, и, следовательно,

$$x_{min} = x' \frac{2(\gamma - \sqrt{\gamma^2 - 1})(\gamma + x') - 1}{1 + 4x'(\gamma + x')}. \quad (26)$$

Как уже было отмечено, верхний предел энергии фотона не всегда совпадает с ее значением при $\theta = \pi$. Для того, чтобы найти максимальное значение энергии фотона после его рассеяния, необходимо использовать равенство

$$s_1 = s_2, \quad (27)$$

которое позволяет найти

$$x_{\max} = x' \frac{2(\gamma + \sqrt{\gamma^2 - 1})(\gamma + x') - 1}{1 + 4x'(\gamma + x')}, \quad \text{если} \quad x' \leq \frac{\sqrt{\gamma^2 - 1} - \gamma + 1}{2}, \quad (28)$$

или

$$x_{\max} = x' + \gamma - 1, \quad \text{если} \quad x' \geq \frac{\sqrt{\gamma^2 - 1} - \gamma + 1}{2}. \quad (29)$$

Соотношение (29) указывает на следующий интересный факт. Если энергия фотона достаточно велика, то он может отнимать всю кинетическую энергию электрона, с которым входит во взаимодействие.

4. *Рассеяние низкочастотного излучения.* Формулы (1)-(6) и (11)-(25) полностью описывают функцию перераспределения при рассеянии фотона моноэнергетическим электронным газом. Однако общие формулы непригодны для численных расчетов, когда функция перераспределения вычисляется для малых значений энергии фотона. Дело в том, что машинное округление чисел ставит строгое ограничение на точность окончательных результатов и даже при расчетах с двойной точностью результаты могут быть абсолютно неверными. Для преодоления этой трудности следует либо работать с "длинными числами" (машинные числа с 50-60 значащими цифрами), либо разработать специальный метод для вычисления функции при малых значениях x' и x ($x', x \ll 1$).

Отметим, что предельный случай, когда пренебрегаются все величины, порядок малости которых равен или больше первой степени энергии фотона (x' или x), легко может быть получен, если пренебречь эффектом отдачи в системе отсчета электрона [5,6]. Однако такое предположение и соответствующие результаты могут считаться правомерными лишь в данном случае. Более плодотворным и точным для исследования функций перераспределения при малых значениях энергии фотона является построение ряда по степеням энергии фотона. С этой целью разложим в степенные ряды величины Q_1 и Q_2 , соответственно, вокруг точек $x=0$ и $x'=0$ и ограничимся необходимым для данной энергии приближением N ,

$$Q_a(x_a, \theta, \gamma) = \sum_{n=0}^N \frac{\partial^n Q_a}{\partial x_a^n} \frac{x_a^n}{n!}; \quad a=1; 2, \quad (30)$$

где $x_1(x_2) = x(x')$. Тогда функцию перераспределения $r(x', x, \theta, \gamma)$ можно представить в виде суммы

$$r(x', x, \theta, \gamma) = \frac{1}{16\pi\gamma\sqrt{\gamma^2 - 1}} \left(\frac{x}{x'}\right)^2 \Lambda(x, x_1, x_2) \sum_{n=0}^N \bar{F}_n(x', x, \theta, \gamma). \quad (31)$$

Здесь, как нетрудно видеть,

$$\bar{r}_0(x', x, \theta, \gamma) = \lim_{x', x \rightarrow 0} r(x', x, \theta, \gamma)$$

и имеет следующий вид

$$\bar{r}_0(x', x, \theta, \gamma) = \frac{2}{\sqrt{x'^2 + x^2 - 2x'x \cos \theta}} - \frac{\gamma(x' + x)}{x'x} \left[Y_{1,3} + \frac{1}{8x'x} (3(x^2 + x'^2)Y_{1,5} - 5\gamma^2(x' + x)^2 Y_{3,7}) - \frac{3}{4}(Y_{1,5} - 2Y_{3,5}) \right]. \quad (32)$$

Введенные здесь величины Y_{kn} определяются выражением

$$Y_{kn} = \left[1 + (\gamma^2 - 1) \sin^2 \frac{\theta}{2} \right]^{-n/2} \sin^k \frac{\theta}{2} \quad (33)$$

и описывают угловую зависимость функции перераспределения. Отметим, что если пренебречь эффектом отдачи в системе отсчета электрона, то имели бы лишь первый член в соотношении (32). Это соответствует результату, полученному, например, в работе [19].

Для промежуточных значений энергии фотона помимо величины $\bar{r}_0(x', x, \theta, \gamma)$ необходимо вычислить также следующие слагаемые $\bar{r}_n$, расчет которых производится по вышеприведенной схеме. Приведем здесь выражения для нескольких слагаемых из суммы (31), использование которых обеспечивает требуемую точность при любых практических расчетах. Следует отметить, что при сравнительно больших значениях энергии фотона, для которых количество приведенных слагаемых недостаточно, вместо асимптотической суммы (31) при численных расчетах лучше пользоваться точными выражениями (1)-(4), которые обеспечивают необходимую точность.

$$\bar{r}_1 = \frac{x^2 - x'^2}{xx'} \left[Y_{1,3} - 3\gamma^2 Y_{3,5} + \frac{x^2 + x'^2}{8x'x} (3Y_{1,5} - 35\gamma^4 Y_{5,9}) - \frac{3}{4}(Y_{1,5} - 2Y_{3,5} - 5\gamma^2(Y_{3,7} - 2Y_{5,7})) \right] - \frac{5\gamma^2(x' + x)(x^3 - x'^3)}{4(x'x)^2} (3Y_{3,7} - 7\gamma^2 Y_{5,9}), \quad (34)$$

$$\bar{r}_2 = (x + x')Y_{3,3} + \frac{x^3 + x'^3}{8x'x} [3(8Y_{3,5} - 15Y_{3,7} + 20Y_{5,7}) - 10\gamma^2(4Y_{5,7} - 7Y_{5,9} + 14Y_{7,9}) + 63\gamma^4 Y_{7,11}] + \frac{3(x + x')(x^4 + x'^4)}{16(x'x)^2} (15Y_{3,7} - 70\gamma^2 Y_{5,9} + 63\gamma^4 Y_{7,11}) \quad (35)$$

$$\bar{r}_3 = \frac{x^2 - x'^2}{2} (3\gamma^2 Y_{5,5} - Y_{3,3}) - \frac{x^4 - x'^4}{32x'x} [3(4Y_{3,5} - 5Y_{3,7} + 10Y_{5,7}) - 15\gamma^2(8Y_{5,7} - 7Y_{5,9} + 28Y_{7,9}) + 35\gamma^4(4Y_{7,9} + 9Y_{7,11} + 18Y_{9,11}) - 693\gamma^6 Y_{9,13}] + \frac{x^6 - x'^6}{16(x'x)^2} [21\gamma^2(11\gamma^4 Y_{9,13} - 15\gamma^2 Y_{7,11} + 5Y_{5,9}) - 5Y_{3,7}] \quad (36)$$

С помощью формул (31)-(36) легко можно вычислить также

соответствующие асимптотики для усредненной по углам функции перераспределения. Для этого сначала заметим, что интеграл первого слагаемого в соотношении (32) вычисляется непосредственно. Он задается формулой (12). Что касается остальных членов, то для усреднения по углам достаточно в полученных соотношениях (32)-(36) произвести замену величин Y_{kn} , зависящих от угла рассеяния на

$$U_{kn} = 8\pi \int_{s_1}^{s_2} Y_{kn}(\theta) \sin \frac{\theta}{2} d \sin \frac{\theta}{2}. \quad (37)$$

С другой стороны, выражение (37) позволяет получить рекуррентную формулу для определения необходимых величин

$$U_{kn} = \frac{1}{(n-2)(\gamma^2-1)} \left\{ 8\pi \left[\frac{s_2^2}{(1-(\gamma^2-1)s_2^2)^{(n/2)-1}} - \frac{s_1^2}{(1-(\gamma^2-1)s_1^2)^{(n/2)-1}} \right] - k U_{k-2, n-2} \right\}. \quad (38)$$

С учетом

$$U_{1,1} = \frac{4\pi}{l} \left(s_2 h_2 - s_1 h_1 - \frac{1}{l} \ln \frac{s_2 l + h_2}{s_1 l + h_1} \right), \quad (39)$$

$$U_{1,3} = \frac{8\pi}{l^2} \left(\frac{s_1}{h_1} - \frac{s_2}{h_2} + \frac{1}{l} \ln \frac{s_2 l + h_2}{s_1 l + h_1} \right), \quad (40)$$

$$U_{1,5} = \frac{8\pi}{3} l^2 \left(\frac{s_2^3}{h^3} - \frac{s_1^3}{h^3} \right), \quad (41)$$

где

$$l = \sqrt{\gamma^2 - 1}; \quad h_{1,2} = \sqrt{1 + (\gamma^2 - 1)s_{1,2}^2}, \quad (42)$$

на основе (38) легко можно построить простой алгоритм для вычисления величин (37).

Приведенные соотношения (38)-(42) позволяют вычислить все необходимые величины U_{kn} и, следовательно, функцию перераспределения для низкочастотного излучения.

5. Коэффициент поглощения. Интегрируя функцию перераспределения по всем частотам переизлученного фотона, получаем, так называемый, контур коэффициента поглощения:

$$\alpha_\gamma(x') = \int_{x_{min}}^{x_{max}} r(x', x, \gamma) dx. \quad (43)$$

Аналогичная величина, рассчитанная в системе покоя электрона, не зависит от энергии падающего фотона и является постоянной величиной (см., например, [20]). В зависимости от условий нормировки функции перераспределения данная величина может равняться единице. Такая

нормировочная постоянная может быть использована и в данном общем случае, чтобы, например, для малых значений энергии фотона контур коэффициента поглощения равнялся единице. Однако появление любой нормировочной постоянной в функции перераспределения должно компенсироваться при определении оптических расстояний в среде.

Умножая контур (43) на r_0^2 , получим коэффициент поглощения. При такой постановке оптическое расстояние, естественно, определяется следующим образом:

$$\tau_\gamma = r_0^2 \int_0^y n(y) dy. \quad (44)$$

Таким образом, полученные выражения для функции перераспределения, контура коэффициента поглощения и оптических расстояний, позволяют поставить и решить задачи теории переноса излучения в случае, когда рассматривается рассеяние фотонного газа свободными электронами.

Автор благодарит А.Г.Никогосяна за внимательное чтение рукописи и полезные советы, учет которых, несомненно, улучшил статью.

Бюраканская астрофизическая обсерватория им. В.А.Амбарцумяна
Армения, e-mail: hhayk@bao.sci.am

SCATTERING OF RADIATION BY FREE ELECTRONS. THE AVERAGED OVER THE ANGLES REDISTRIBUTION FUNCTION

H.A.HARUTYUNIAN

The elementary act of photon scattering by a chaotically distributed monoenergetic electron gas is considered and the corresponding redistribution function (RF) is derived. The importance of the averaged over all the scattering angles RF for solving many problems and particularly the problem of interaction between background microwave radiation and intergalactic hot plasma in the clusters of galaxies is mentioned. Expressions for both the averaged RF and its asymptotes describing the redistribution function for the low frequency radiation are obtained. The problem of frequency dependent absorption coefficient determination is considered as well.

Key words: *Radiation: scattering: redistribution function*

ЛИТЕРАТУРА

1. *F.N.Edmunds*, *Astrophys. J.*, 117, 298, 1953.
2. *J.P.Babuel-Peyrissac*, *G.Rouviellois*, *JQSRT*, 10, 1277, 1970.
3. *G.C.Pomraning*, *JQRST*, 12, 1047, 1972.
4. *F.A.Aharonian*, *A.M.Atoyan*, *Astrophys. Sp. Sci.*, 79, 321, 1981
5. *Г.А.Арутюнян*, канд. дисс., Ереван, 1981.
6. *Г.А.Арутюнян*, *В.А.Джрбашян*, *Астрофизика*, 22, 379, 1985.
7. *В.А.Джрбашян*, *ДАН СССР*, 283, 1170, 1985.
8. *D.S.Kershaw*, *M.K.Prasad*, *J.D.Beason*, *JQSRT*, 36, 273, 1986.
9. *R.A.Sunyaev*, *Ya.B.Zel'dovich*, *Comments Astrophys. Space Phys.*, 4, 173, 1972.
10. *R.A.Sunyaev*, *Ya.B.Zel'dovich*, *ARA&A*, 18, 537 1980.
11. *J.Silk*, *D.M.White*, *Astrophys. J. Lett.*, 226, L103, 1978.
12. *M.Brinkshaw*, *J.P.Hugues*, *K.A.Arnaud*, *Astrophys. J.*, 379, 466, 1991.
13. *Y.Inagashi*, *T.Suginohara*, *Y.Suto*, *Publ. Astron. Soc. Japan*, 47, 411, 1995.
14. *А.С.Компанеец*, *ЖЭТФ*, 31, 876, 1956.
15. *Л.А.Поздняков*, *И.М.Соболь*, *Р.А.Сюняев*, *Итоги науки и техники. Астрономия*, под ред. Р.А.Сюняева, М., 21, 238, 1982.
16. *G.E.Cooper*, *JQSRT*, 14, 887, 1974.
17. *Г.А.Арутюнян*, *А.Г.Никогосян*, *Принцип инвариантности и его приложения*, под ред. М.А.Мнацаканяна и О.В.Пикичяна, Ереван, 429, 1989.
18. *J.Poutanen*, *JQSRT*, 51, 813, 1994.
19. *Г.А.Арутюнян*, *А.Г.Никогосян*, *ДАН СССР*, 255, 86, 1980.
20. *А.И.Ахизер*, *В.Б.Берестецкий*, *Квантовая электродинамика*, Наука, М., 1969.