

УДК: 52:53

## СТАТИСТИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ ПОЛЯ ИЗЛУЧЕНИЯ НА ОСНОВЕ ПРИНЦИПА ИНВАРИАНТНОСТИ. IV. РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННЫХ РАСЧЕТОВ

Г. А. АРУТЮНЯН, А. Г. НИКОГОСЯН

Поступила 1 сентября 1986

Принята к печати 10 июня 1987

Приводятся результаты численных расчетов для среднего числа рассеяний и среднего времени пребывания фотона в среде, рассмотренных в предыдущих работах [1—3]. Выявлена зависимость указанных средних величин от механизма рассеяния, исходных характеристик фотона и значений параметров  $\lambda$  и  $\beta$ .

1. *Введение.* В предыдущих работах настоящей серии [1—3] были получены формулы и уравнения для определения статистических средних различных величин, характеризующих процесс диффузии излучения в полубесконечной и бесконечной атмосферах. Основное внимание уделялось среднему числу рассеяний и среднему времени пребывания фотона в среде, обозначаемым соответственно через  $\langle N \rangle$  и  $\langle \Omega \rangle$ . Для их вычисления предварительно находились аналогичные величины, относящиеся в отдельности к фотонам, погибшим в среде в результате многократного рассеяния, и фотонам, покидающим среду. Как и в предыдущих работах, указанные величины отмечаются соответственно звездочкой и ноликом.

В настоящей работе приводятся результаты численных расчетов для трех механизмов рассеяния: чисто доплеровского закона перераспределения по частотам  $\nu_r$ , полного перераспределения по частотам и когерентного рассеяния. Обсуждается зависимость полученных результатов как от значений параметров  $\lambda$  и  $\beta$ , так и от исходных характеристик фотона ( $\lambda$  — вероятность перенезлучения фотона при элементарном акте взаимодействия его с атомами среды;  $\beta$  — отношение коэффициента поглощения в непрерывном спектре к коэффициенту поглощения в центре линии).

2. *Среднее число рассеяний.* Начнем с рассмотрения величины  $N_*(x, \tau)$ , представляющей собой среднее число рассеяний, которым подвергаются фотоны, покинувшие полубесконечную среду, если последняя

освещается излучением частоты  $x$ , падающим под углом  $\arcs \cos \eta$ . В общем случае некогерентного рассеяния вопрос об определении  $N_*(x, \eta)$  сводится (см. [1]) к решению некоторой системы линейных функциональных уравнений. Указанная система решается параллельно с нахождением  $\Phi$ -функций. При чисто доплеровском законе перераспределения соответствующие интегралы заменяются гауссовскими суммами, причем в качестве узлов выбираются нули полиномов Эрмита. В случае полностью некогерентного рассеяния вместо системы уравнений достаточно решить одно уравнение для функции  $f(x, \eta) = \lambda \partial \ln \varphi_0(x, \eta) / \partial x$ . [1]:

$$\begin{aligned} \alpha_0(x) f(x, \eta) = \varphi_0(x, \eta) - \alpha_0(x) + \\ + \int_0^1 d\eta' \int_{-\infty}^{\infty} \rho(x', \eta'; x, \eta) f(x', \eta') \alpha_0(x') \lambda dx', \end{aligned} \quad (1)$$

где  $\rho$  — функция отражения от полубесконечной атмосферы;  $\alpha_0(x) = \pi^{-1/4} \alpha(x)$ ;  $\alpha(x)$  — профиль коэффициента поглощения в спектральной линии. Уравнение, аналогичное (1), можно написать и для случая когерентного рассеяния. В работе приводятся краткие таблицы значений функции  $f(x, \eta)$  для полного перераспределения по частотам и когерентного рассеяния при  $1 - \lambda = 10^{-2}$  и  $\lg \beta = -2, -6$ . Как следует из таблиц, функция  $f(x, \eta)$  в обоих случаях испытывает скачкообразное изменение при значениях  $x \approx \sqrt{-\ln \beta}$ , однако если при полностью некогерентном рассеянии  $f(x, \eta)$  растет, то при когерентном рассеянии она резко падает и стремится к нулю.

На рис. 1 приведены графики, иллюстрирующие зависимость  $N_*(x, \eta)$  от частоты для трех значений  $\eta$ . Бросается в глаза качественно различный ход кривых, соответствующих различным механизмам рассеяния. Так, если рассеяние когерентно, то при переходе от ядра к крыльям линии величина  $N_*(x, \eta)$  монотонно убывает. При полностью некогерентном рассеянии картина обратная: указанная величина монотонно возрастает. В то же время кривые, относящиеся к чисто доплеровскому закону перераспределения, характеризуются максимумом, достигаемым на некоторой промежуточной частоте, зависящей от значений параметров  $\lambda$  и  $\beta$ . Таким образом, если рассеяние происходит с полным перераспределением по частотам, то наибольшее количество рассеяний приходится на те из выходящих фотонов, которые при падении на среду обладали частотой, соответствующей далеким крыльям линии. С другой стороны, при когерентном рассеянии и доплеровском законе перераспределения фотоны, падающие на среду в крыльях линии, испытывают в основном одно рассеяние. Физическое объяснение указанного эффекта нетрудно дать, если учесть, что фотоны:

в крыльях линии в среднем проникают на большую глубину, и если имеет место полное перераспределение, то фотоны при каждом акте рассеяния с наибольшей вероятностью переизлучаются в ядре линии и потому в состоянии покинуть среду лишь в результате многократных рассеяний. Что же касается доплеровского закона перераспределения, то здесь картина иная, поскольку при рассеяниях вероятность переизлучения в исходной частоте велика, и, оставаясь в крыльях линии, фотоны способны беспрепятственно выйти из среды уже при первых рассеяниях. Последнее тем более справедливо для когерентного рассеяния. Аналогичные рассуждения можно провести и при рассмотрении среднего числа рассеяний фотонов, выходящих из среды под углом  $\arcs \cos \eta$  с частотой  $x$  в случае, если на среду падает изотропное излучение в непрерывном спектре.

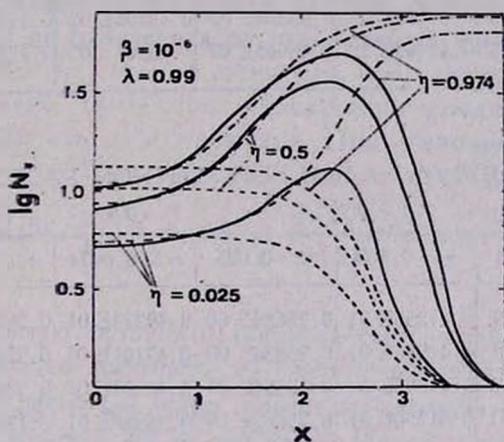


Рис. 1. Зависимость  $\lg N_*$  от частоты при различных законах перераспределения и отмеченных значениях  $\eta$ , характеризующих угла падения фотонов: — — чисто доплеровский закон перераспределения, — — — — полностью некогерентное рассеяние, — · — — когерентное рассеяние.

Представляет также интерес поведение величины  $N_*(x, \eta)$  при  $\eta \rightarrow 0$ . Как при когерентном рассеянии, так и при полном перераспределении по частотам, величина  $N_*(x, 0)$  не зависит от частоты. Другими словами, в указанных двух случаях фотоны, скользящие при падении по поверхности среды, прежде чем покинуть среду испытывают в среднем одинаковое количество рассеяний независимо от частоты, которой они обладают. Так, например, при  $\beta = 0$  для обоих механизмов рассеяния имеет место

$$N_*(x, 0) = \lambda/2 (\sqrt{1-\lambda} - 1 + \lambda). \quad (2)$$

Таблица 1

ФУНКЦИЯ  $f(x, \eta)$  ПРИ ПОЛНОСТЬЮ НЕКОГЕРЕНТНОМ РАССЕЯНИИ

$x$	$\lambda = 0.99; \quad \beta = 10^{-6}$			$\lambda = 0.99; \quad \beta = 10^{-2}$		
	$\eta = 0.974$	$\eta = 0.500$	$\eta = 0.025$	$\eta = 0.974$	$\eta = 0.500$	$\eta = 0.025$
0.0	0.30688E 01	0.17452E 01	0.11788E 00	0.20663E 01	0.12237E 01	0.90876E-01
0.384	0.34629E 01	0.19811E 01	0.13528E 00	0.23041E 01	0.13764E 01	0.10385E 00
0.769	0.49294E 01	0.28805E 01	0.20414E 00	0.31465E 01	0.19381E 01	0.15436E 00
1.155	0.85292E 01	0.52285E 01	0.40360E 00	0.49695E 01	0.32707E 01	0.29433E 00
1.544	0.16373E 02	0.11021E 02	0.10383E 01	0.80078E 01	0.59081E 01	0.69137E 00
1.937	0.29468E 02	0.22981E 02	0.30509E 01	0.11157E 02	0.93822E 01	0.17218E 01
2.335	0.42071E 02	0.38056E 02	0.11654E 02	0.12750E 02	0.11566E 02	0.32109E 01
2.738	0.47919E 02	0.46810E 02	0.30397E 02	0.13140E 02	0.12163E 02	0.39213E 01
3.150	0.49283E 02	0.49125E 02	0.45327E 02	0.13196E 02	0.12250E 02	0.40447E 01
3.571	0.49474E 02	0.49445E 02	0.48965E 02	0.13201E 02	0.12258E 02	0.40565E 01

Таблица 2

ФУНКЦИЯ  $f(x, \eta)$  ПРИ КОГЕРЕНТНОМ РАССЕЯНИИ

$x$	$\lambda = 0.99; \quad \beta = 10^{-6}$			$\lambda = 0.99; \quad \beta = 10^{-2}$		
	$\eta = 0.974$	$\eta = 0.500$	$\eta = 0.025$	$\eta = 0.0974$	$\eta = 0.500$	$\eta = 0.025$
0.0	0.73437E 01	0.41256E 01	0.25686E 00	0.49274E 01	0.28572E 01	0.19115E 00
0.384	0.73436E 01	0.41256E 01	0.25686E 00	0.47101E 01	0.27421E 01	0.18514E 00
0.769	0.73434E 01	0.41254E 01	0.25684E 00	0.40264E 01	0.23779E 01	0.16597E 00
1.155	0.73426E 01	0.41250E 01	0.25682E 00	0.28880E 01	0.17623E 01	0.13293E 00
1.544	0.73397E 01	0.41235E 01	0.25674E 00	0.15833E 01	0.10295E 01	0.91053E-01
1.937	0.73266E 01	0.41167E 01	0.25639E 00	0.59390E 00	0.42432E 00	0.48875E-01
2.335	0.72499E 01	0.40768E 01	0.25434E 00	0.13556E 00	0.10478E 00	0.15665E-01
2.738	0.66878E 01	0.37835E 01	0.23923E 00	0.18655E-01	0.14820E-01	0.24580E-02
3.150	0.38384E 01	0.22773E 01	0.16064E 00	0.16716E-02	0.13338E-02	0.22506E-03
3.571	0.70135E 00	0.49415E 00	0.54585E-01	0.98852E-04	0.78905E-04	0.13336E-04
4.004	0.36453E-01	0.28830E-01	0.46993E-02	0.37223E-05	0.29713E-05	0.50223E-06
4.452	0.84057E-03	0.67082E-03	0.11329E-03	0.84098E-07	0.67130E-07	0.11347E-07
4.920	0.10458E-04	0.83481E-05	0.14111E-05	0.10458E-08	0.83482E-09	0.14111E-09
5.415	0.62826E-07	0.50150E-07	0.84769E-08	0.62825E-11	0.50149E-11	0.84754E-12

В противоположность рассмотренным механизмам при доплеровском законе величина  $N_*(x, 0)$  зависит от частоты. В этом случае имеем

$$N_*(x, 0) = 1 + \lambda \frac{\partial}{\partial \lambda} \ln \sum_{m=0}^{\infty} A_m \varphi_m^2(\lambda) a_{2m}(x), \quad (3)$$

где  $\varphi_m^0(\lambda)$  — нулевые моменты функций  $\varphi_m(x, \tau)$ ;  $A_k = 1/(2k + 1)$ ;  $a_k(x) = (\pi^{1/4} 2^{k/2} \sqrt{k!})^{-1} e^{-x^2} H_k(x)$  (см. [1, 4]);  $H_k(x)$  — полином Эрмита  $k$ -ой степени.

Кривые, изображенные на рис. 2, показывают зависимость величин  $\lg N_*(x)$ ,  $\lg N_0(x)$  и  $\lg \langle N(x) \rangle$  от значений параметров  $\lambda$  и  $\beta$ . Мы ограничились тем, что привели данные, относящиеся лишь к случаю полного перераспределения по частотам, поскольку при других механизмах рассеяния качественная картина зависимости указанных величин от  $\lambda$  и  $\beta$  не отличается от приведенной. Касаясь зависимости от параметров  $\lambda$  и  $\beta$ , следует отметить, что, как в случае контуров спектральных линий, так и при определении среднего числа рассеяний, можно различать  $\lambda$ - и  $\beta$ -решения. При выполнении неравенства

$$1 - \lambda \gg \lambda \beta \delta(\beta) \quad \left( \delta(\beta) = \pi^{-1/2} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{a(x)}{v(x)} dx \text{ и } v(x) = a(x) + \beta \right),$$

то есть когда гибелью фотонов в линии за счет поглощения их в непрерывном спектре можно пренебречь по сравнению с гибелью при рассеяниях, среднее число рассеяний слабо зависит от значения  $\beta$ , хотя отличие  $\beta$  от нуля должно приниматься во внимание. Из рис. 2 можно заключить, что при  $\beta = 0$  величины  $N_0$  и  $\langle N \rangle$  в крыльях линии монотонно возрастают и стремятся к общему пределу, равному  $1/(1-\lambda)$  (ср. с формулами (31) и (35) работы [1]). В то же время при малых, но отличных от нуля значениях  $\beta$ , указанные две величины в крыльях линии определяются однократным рассеянием. В противоположном предельном случае, когда  $1 - \lambda \ll \lambda \beta \delta(\beta)$  и гибель фотонов контролируется континуумом, зависимость средних чисел рассеяний от значения параметра  $\beta$  становится существенной, что соответствует  $\beta$ -решению задачи переноса излучения.

Кривые, изображенные на рис. 3, иллюстрируют зависимость средних чисел рассеяний от частоты при различных законах перераспределения. Мы видим, что в отличие от  $N_*$  при вычислении  $N_0$  и  $\langle N \rangle$  предположение о полном перераспределении по частотам приводит лишь к количественным отклонениям, которые, как нетрудно понять, тем больше, чем

меньше  $\beta$  и  $1-\lambda$ . Все кривые, приведенные на рис. 2 и 3, относятся к одномерному приближению, поскольку зависимость рассматриваемых величин от угла падения в трехмерной задаче качественно мало отличается от той, которая обсуждалась выше в связи с величиной  $N_*(x, \eta)$ . Все другие выводы, которые можно сделать на основе приведенных данных численных расчетов, сохраняют свою силу и в трехмерном случае.

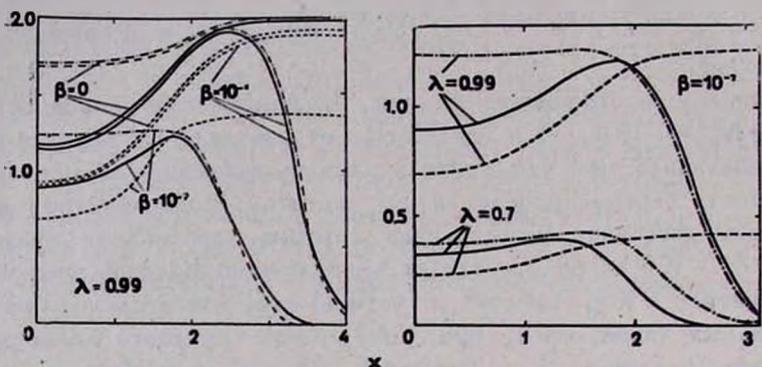


Рис. 2. Зависимость средних чисел рассеяния от частоты для различных значений  $\lambda$  и  $\beta$  в приближении полного перераспределения по частотам: — —  $\lg \langle N \rangle$ , — — — —  $\lg N_0$ , — — — —  $\lg N_*$ .

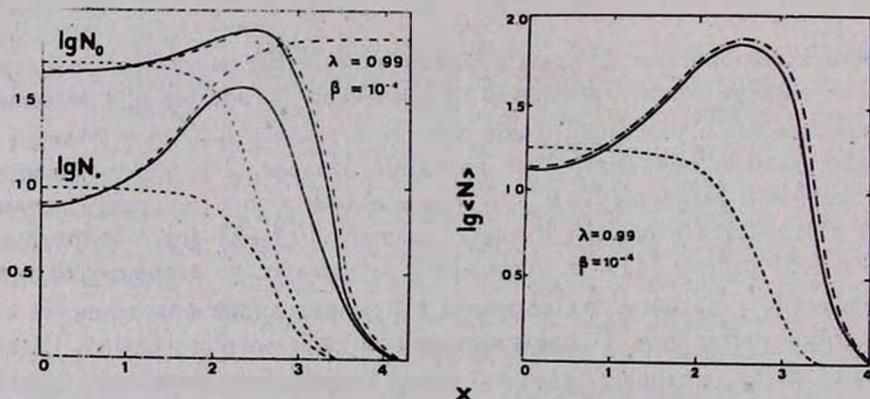


Рис. 3. Зависимость средних чисел рассеяния от частоты при различных механизмах перераспределения: — — чисто доплеровский закон перераспределения, — — — — полностью некогерентное рассеяние, — — — — когерентное рассеяние.

Переходя к рассмотрению бесконечной среды, отметим, что при общих предположениях относительно элементарного акта рассеяния среднее число рассеяний может быть определено непосредственно из отдельного уравнения. Оно получается из уравнения (10) работы [2], если отбросить в нем член, содержащий производную по глубине, поскольку в беско-

нечной среде среднее число рассеяний не зависит от выбора точки пространства, в которой фотон начинает свой путь. Помимо того, нетрудно увидеть, что зависимость функции перераспределения от угла рассеяния не влияет на значение величины  $\langle N(x) \rangle$ , поэтому можно ограничиться рассмотрением рассеяния, подчиняющегося усредненному по всем направлениям закону перераспределения. С учетом приведенных соображений приходим к следующему уравнению для определения среднего числа рассеяний фотона в бесконечной среде:

$$v(x) \langle N(x) \rangle = \lambda \int_{-\infty}^{\infty} r(x, x') \langle N(x') \rangle dx' + v(x). \quad (4)$$

При доплеровском законе перераспределения использование билинейного разложения ядра  $r(x, x')$  позволяет свести задачу определения  $\langle N(x) \rangle$  к решению следующей системы алгебраических уравнений:

$$N_k = \lambda \sum_{m=0}^{\infty} A_m b_{km} N_m + \pi^{1/4} \delta_{0k}, \quad (5)$$

где

$$N_k = \int_{-\infty}^{\infty} a_{2k}(x) \langle N(x) \rangle dx; \quad b_{km} = \int_{-\infty}^{\infty} a_{2k}(x) a_{2m}(x) dx / v(x).$$

После решения системы уравнений (5) величина  $\langle N(x) \rangle$  находится из соотношения

$$\langle N(x) \rangle = 1 + \lambda \sum_{m=0}^{\infty} A_m N_m a_{2m}(x) / v(x). \quad (6)$$

При  $\beta = 0$  имеем  $b_{km} = \delta_{km}$ . Тогда решение системы уравнений (5) принимает вид

$$N_k = \pi^{1/4} \delta_{0k} / (1 - \lambda A_k), \quad (7)$$

а из (6) получаем  $\langle N \rangle = 1 / (1 - \lambda)$ . Такой же результат получается и в предположении о полном перераспределении по частотам. Очевидно также, что если в сумме, входящей в правую часть соотношения (6), ограничиться лишь первым слагаемым, то придем к формуле

$$\langle N(x) \rangle = 1 + \frac{\lambda}{1 - \lambda} \frac{\alpha(x)}{v(x)}, \quad (\tilde{\lambda} = \lambda - \lambda \beta \delta(\beta)), \quad (8)$$

соответствующей приближению полного перераспределения по частотам.  
10—599

При когерентном рассеянии решение уравнения (4) имеет вид  $\langle N(x) \rangle = v(x)/[(1-\lambda)\alpha(x) + \beta]$ . При  $\beta=0$  находим  $\langle N(x) \rangle = 1/(1-\lambda)$ . Таким образом, в случае, когда гибелью фотонов в непрерывном спектре можно пренебречь, среднее число рассеяний независимо от частоты исходного фотона и механизма рассеяния равно  $1/(1-\lambda)$ . На рис. 4 приведены кривые, иллюстрирующие зависимость среднего числа рассеяний в бесконечной среде от частоты исходного фотона для различных законов перераспределения. Обращает на себя внимание тот факт, что при доплеровском законе фотон, независимо от частоты, испытывает в среднем меньше рассеяний, чем в случае полностью некогерентного рассеяния.

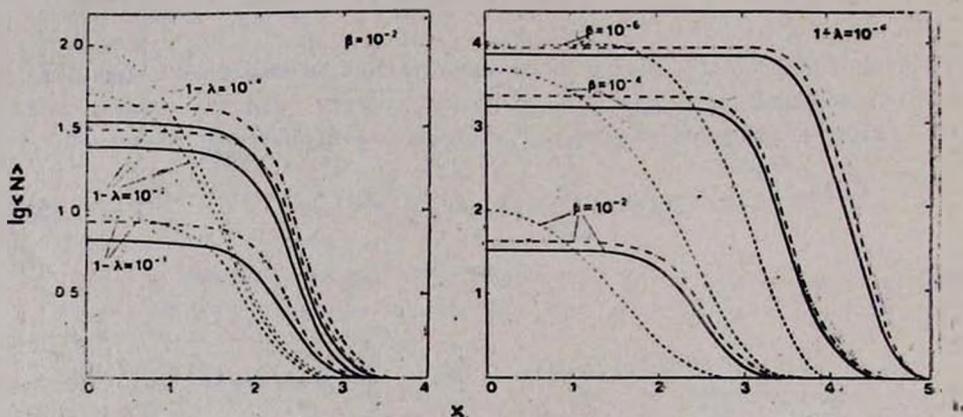


Рис. 4. Функция  $\langle N(x) \rangle$  при различных законах перераспределения и различных значениях параметров  $\lambda$  и  $\beta$ : — — чисто доплеровский закон перераспределения, - - - - приближение полностью некогерентного рассеяния, — · — когерентное рассеяние.

3. Среднее время пребывания фотона в среде. Как было показано в работе [3], в основе определения различных средних величин, характеризующих время пребывания фотона в среде, лежит процедура дифференцирования по  $\beta$  уравнений и формул для соответствующих вероятностей. При общих законах некогерентного рассеяния важную роль играют производные по  $\beta$   $\varphi$ -функций, которые удовлетворяют системе линейных функциональных уравнений. Эта система решается совместно с системами уравнений для  $\varphi$ -функций и их производных по  $\lambda$  итерационным способом. Таким образом несущественное расширение программы вычислений позволяет параллельно с построением функции отражения определить и нужные средние величины, описывающие процесс диффузии в среде. При полном перераспределении по частотам центральное место занимает функция  $g(x, \eta) = -\partial \ln \varphi_0(x, \eta) / \partial \beta$ , удовлетворяющая уравнению

$$z_0(x) g(x, \eta) = C(x, \eta) + \eta \int_0^1 d\eta' \int_{-\infty}^{\infty} \alpha_0(x') \rho(x', \eta'; x, \eta) g(x', \eta') dx', \quad (9)$$

где

$$C(x, \eta) = \frac{\lambda}{2} \eta \varphi_0(x, \eta) \int_0^1 d\eta' \int_{-\infty}^{\infty} \frac{(\eta + \eta') \varphi_0(x', \eta')}{[v(x)\eta' + v(x')\eta]^2} \alpha_0(x') dx'.$$

Значения функции  $g(x, \eta)$  при полностью некогерентном рассеянии приводятся в табл. 3. При когерентном рассеянии, как было показано в [3], функция  $g(x, \eta)$  лишь множителем  $1/v(x)$  отличается от  $f(x, \eta)$ .

Знание функции  $g(x, \eta)$  позволяет найти величину  $\Omega_*(x, \eta)$ , представляющую собой среднее время пребывания в среде тех из отраженных фотонов, которые падали на среду под углом  $\arcs \cos \eta$  к нормали и имели при этом частоту  $x$ . Зависимость  $\Omega_*(x, \eta)$  от угла падения является очевидной. Чем больше указанный угол, тем в среднем на меньшую глубину проникает фотон. Поэтому естественно, что время, затрачиваемое им, прежде чем выйти из среды или испытать истинное поглощение и погибнуть, будет также меньше.

Таблица 3

ФУНКЦИЯ  $g(x, \eta)$

$\lambda = 0.99;$        $\beta = 10^{-6}$        $\lambda = 0.99;$        $\beta = 10^{-2}$

$x$	$\eta=0.974$	$\eta=0.500$	$\eta=0.025$	$\eta=0.974$	$\eta=0.500$	$\eta=0.025$
0.0	0.54779E 01	0.30087E 01	0.18191E 00	0.32415E 01	0.18500E 01	0.12227E 00
0.384	0.62891E 01	0.34844E 01	0.21668E 00	0.36945E 01	0.21365E 01	0.14696E 00
0.769	0.94241E 01	0.53831E 01	0.37011E 00	0.53781E 01	0.32552E 01	0.25747E 00
1.155	0.17720E 02	0.10798E 02	0.93866E 00	0.93653E 01	0.62254E 01	0.67166E 00
1.544	0.38006E 02	0.25964E 02	0.36733E 01	0.16901E 02	0.13052E 02	0.25520E 01
1.937	0.78474E 02	0.63396E 02	0.20353E 02	0.25984E 02	0.23720E 02	0.10787E 02
2.335	0.13176E 03	0.12653E 03	0.11503E 03	0.31276E 02	0.31603E 02	0.28025E 02
2.738	0.17873E 03	0.19146E 03	0.45832E 03	0.32676E 02	0.33976E 02	0.37813E 02
3.150	0.21663E 03	0.24522E 03	0.10527E 04	0.32878E 02	0.34332E 02	0.39602E 02
3.571	0.24425E 03	0.28677E 03	0.16190E 04	0.32897E 02	0.34365E 02	0.39774E 02

Зависимость различных средних величин, характеризующих время пребывания фотона в среде от механизма рассеяния, показана на рис. 5. Представляет интерес различное поведение величины  $\lg \Omega_*(x)$  в крыльях линии при доплеровском законе и когерентном рассеянии, с одной стороны, и в приближении полного перераспределения — с другой. Несмотря на то, что в первом случае отразившиеся фотоны испытывали в среднем одно

рассеяние, тем не менее в среде они провели в среднем больше времени, чем в случае полностью некогерентного рассеяния, когда фотоны в крыльях

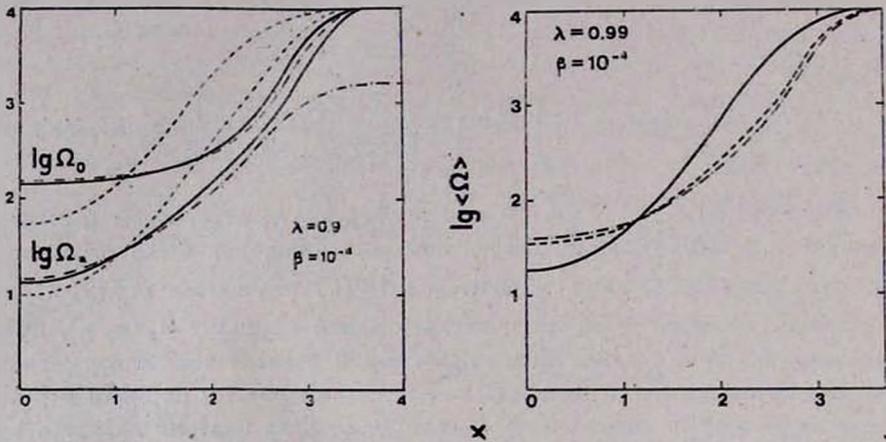


Рис. 5. Зависимость величин  $\lg \Omega_*$ ,  $\lg \Omega_0$  и  $\lg \langle \Omega \rangle$  от частоты при различных механизмах рассеяния: — — чисто доплеровский закон перераспределения, — — — — приближение полностью некогерентного рассеяния, — — — — когерентное рассеяние.

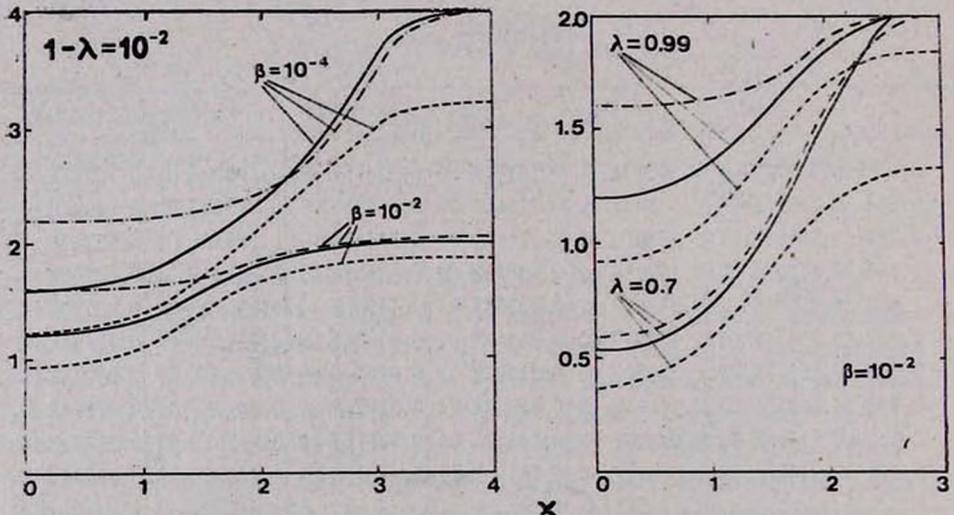


Рис. 6. Зависимость величин  $\lg \Omega_*$ ,  $\lg \Omega_0$  и  $\lg \langle \Omega \rangle$  от частоты для различных значений параметров  $\lambda$  и  $\beta$  в приближении полного перераспределения по частотам: — —  $\lg \langle \Omega \rangle$ , — — — —  $\lg \Omega_0$ , — — — —  $\lg \Omega_*$ .

линии испытывают наибольшее число рассеяний. На рис. 6 показывается влияние значений параметров  $\lambda$  и  $\beta$  на поведение функций  $\Omega_*(x)$ ,  $\Omega_0(x)$  и  $\langle \Omega(x) \rangle$  в одномерной задаче при полном перераспределении. Как и

следовало ожидать, значения каждой из указанных функций тем больше, чем меньше  $\beta$  и  $1-\lambda$ .

В случае бесконечной среды имеет место простая формула

$$(1-\lambda)\langle N(x) \rangle + \lambda\beta \langle \Omega(x) \rangle = 1, \quad (10)$$

поэтому знание  $\langle N(x) \rangle$  позволяет легко вычислить и величину  $\langle \Omega(x) \rangle$ . Если  $\beta = 0$ , то, как вытекает из (10), при доплеровском законе и полном перераспределении по частотам фотон в бесконечной среде блуждает бесконечно долго, прежде чем погибнуть.

Бюраканская астрофизическая  
обсерватория

## THE STATISTICAL DESCRIPTION OF A RADIATION FIELD ON THE BASIS OF THE INVARIANCE PRINCIPLE IV. THE RESULTS OF NUMERICAL CALCULATIONS

H. A. HARUTHYUNIAN, A. G. NIKOGHOSSIAN

The results of numerical calculations for the mean number of scattering and the mean time of photon travel in the medium, considered in the previous papers [1—3]; are given. The dependence of the mentioned mean quantities on the scattering mechanism, the original characteristics of photon, as well as the values of parameters  $\lambda$  and  $\beta$ , have been revealed.

### ЛИТЕРАТУРА

1. А. Г. Никогосян, *Астрофизика*, 21, 323, 1984.
2. А. Г. Никогосян, *Астрофизика*, 21, 579, 1984.
3. А. Г. Никогосян, *Астрофизика*, 24, 149, 1986.
4. А. Г. Никогосян, *ДАН СССР*, 235, 786, 1977.