ՀԱՅԿԱԿԱՆ ՍՍՌ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԿԱԴԵՄԻԱՅԻ ԶԵԿՈՒՅՑՆԵՐ
ДОКЛАДЫ АКАДЕМИИ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР
XXXIX 1964 3

АСТРОФИЗИКА

В. А. Амбарцумян, академик

Об одном случае просветления среды под воздействием излучения

(Представлено 9/VIII 1964)

§ 1. *Предварительные замечания.* Значительная часть классических задач теории переноса излучения носит линейный характер. В них пренебрегают возможным влиянием переносимого излучения на оптические свойства среды. Однако при больших плотностях излучений уже нельзя пренебрегать этим влиянием. Поэтому возникло стремление распространить современную теорию рассеяния света в мутной среде на нелинейные случаи. При этом наряду с анализом сложных случаев, связанных с процессами, встречающимися в эксперименте, целесообразно подвергнуть разбору относительно простые схемы, которые позволяют выявить различные характерные эффекты. Мы имеем в виду прежде всего схемы, в которых мы имеем дело с некогерентными пучками, вследствие чего фазовые соотношения не играют заметной роли. Это мы будем предполагать и в разобранном ниже примере.

Так, например, можно сосредоточить внимание на нелинейной зависимости диффузно-отраженного или диффузно-пропущенного потока от величины падающего на среду стационарного потока [1]. С другой стороны нас могут интересовать физические эффекты просветления или помутнения среды, возникающие вследствие изменения распределения атомов по уровням энергии. Как ни странно, но оказывается, что при определенном расположении уровней даже небольшие стационарные потоки могут иногда повести к существенному просветлению или помутнению. Как раз подобный эффект встречается в примере, который разобран в настоящей статье.

Эффекты, связанные с перераспределением атомов по состояниям, оказываются при больших плотностях излучения существенными даже в простейшей задаче переноса монохроматического излучения, когда среда состоит из атомов, которые имеют только два состояния и речь идет о поле квантов, частота которых соответствует переходу между этими состояниями.

Как известно, в линейной теории, в случае чистого рассеяния (истинное поглощение отсутствует), мы имеем для коэффицента диффузного пропускания через среду с конечной оптической толщиной τ в одномерной задаче решение:

$$q = \frac{H}{F} = \frac{1}{1 + \frac{\tau}{2}}, \tag{1.1}$$

где H и F представляют собой интенсивности прошедшего и падающего потока.

Если же учитывается уменьшение коэффициента рассеяния вследствие перехода части атомов из первого состояния во второе (просветление), то получается выражение:

$$q = \frac{H}{F} = \frac{1 + \alpha F}{1 + \frac{\tau}{2} + \alpha F}, \tag{1.2}$$

где τ уже представляет собой предельное значение оптической толщины среды, соответствующее случаю, когда все атомы находятся в нижнем состоянии и постоянная

$$\alpha = \frac{1}{a}\left(1 + \frac{g_2}{g_1}\right)$$

зависит от весов g_2 и g_1 верхнего и нижнего состояний и планковского множителя

$$a = \frac{8\pi h\nu^3}{c^2}.$$

Сравнивая формулы (1.1) и (1.2), мы видим, что в зависимости от значения величины αF возможны следующие случаи:

а) если $\alpha F \ll 1$, просветление практически отсутствует;

б) если $1 < \alpha F < \frac{\tau}{2}$, имеем значительное просветление;

в) если $\alpha F \gg 1 + \frac{\tau}{2}$, приближенно имеем $H \cong F$, т. е. почти полное просветление среды.

Таким образом, поток

$$F_0 = \frac{a}{1 + \frac{g_1}{g_2}} \tag{1.3}$$

является потоком, при котором просветление становится уже значительным.

§ 2. *Об одном частном случае задачи полихроматического чистого рассеяния в одномерной среде.* Среди различных нелинейных задач теории переноса излучения в рассеивающей и поглощающей среде видное место занимает группа проблем, относящихся к многократному рассеянию, сопровождающемуся перераспределением энергии между частотами различных спектральных линий. При этом уже схематический случай среды, состоящей из атомов, имеющих три уровня энергии, представляет принципиальный интерес. Но и эта схематическая задача весьма сложна для решения в ее общем случае. Здесь мы попытаемся проанализировать один из частных случаев этой задачи, когда переход $1 \to 2$ запрещен и состояние 2 является метастабильным. При этом будем предполагать, что поле излучения является стационарным. Будем также предполагать, что столкновения не играют роли.

В этом случае, вследствие отсутствия циклических переходов типа $1 \to 2 \to 3 \to 1$ или $1 \to 3 \to 2 \to 1$ и, как это следует из уравнений стационарности, в каждом объеме излучается столько квантов ν_1 (соответствующих переходу $3 \to 1$), сколько их поглощается, и то же самое справедливо по отношению к частоте ν_2 (соответствующей переходу $3 \to 2$). Поэтому проблема сводится по существу к чистому рассеянию в каждой из частот в отдельности.

Условия стационарности имеют вид:

$$B_{1\to 3}n_1\rho_1 = n_3 B_{1\to 3}(\rho_1 + \sigma_1),$$
$$B_{2\to 3}n_2\rho_2 = n_3 B_{3\to 2}(\rho_2 + \sigma_2), \qquad (2.1)$$

где $\sigma_i = \dfrac{8\pi h\nu_i^3}{c^3}$, а для остальных величин введены общепринятые обозначения.

Для простоты допустим, что мы имеем дело с относительно малыми интенсивностями излучения. Тогда $\rho_1 \ll \sigma_1$ и $\rho_2 \ll \sigma_2$. Получаем:

$$\frac{n_3}{n_1} = \frac{g_3}{g_1}\bar{\rho}_1,$$
$$\frac{n_3}{n_2} = \frac{g_3}{g_2}\bar{\rho}_2, \qquad (2.2)$$

где $\bar{\rho}_i = \dfrac{\rho_i}{\sigma_i}$.

Будем считать, что рассеивающая среда одномерна и имеет конечную оптическую толщину. Поскольку в каждой частоте мы имеем дело с чистым рассеянием, то зависимость всех интенсивностей излучения от оптической глубины будет такая же, как в обычной задаче монохроматического рассеяния. Единственное различие будет заключаться в том, что для каждой частоты мы должны ввести свою оптическую глубину. Обозначим их соответственно через τ_1 и τ_2.

Нелинейность задачи сказывается в том, что глубины τ_1 и τ_2 в каждой точке зависят от самого поля излучения и должны в дальнейшем быть определены из самой задачи. Но независимо от этого мы можем написать обычные выражения для интенсивностей излучения в каждой частоте, в зависимости от оптической глубины в той же частоте, используя результаты решения обычной одномерной задачи. Для излучений, направленных наружу, имеем:

$$I_1^l = \frac{1}{2} F_1 \frac{\overset{\circ}{\tau}_1 - \tau_1}{1 + \dfrac{\overset{\circ}{\tau}_1}{2}},$$

а для излучений, направленных внутрь,—

$$I_2^l = F_1 \frac{1 + \dfrac{1}{2} (\overset{\circ}{\tau}_1 - \tau_1)}{1 + \dfrac{\overset{\circ}{\tau}_1}{2}},$$

где F_1 — поток, падающий на границу $\tau_1 = 0$ в частоте ν_1, а $\overset{\circ}{\tau}_1$ — полная оптическая толщина слоя в частоте ν_1.

Для плотностей излучений имеем:

$$\rho_1 = \frac{I_1^l + I_2^l}{c} = \frac{F_1}{c} \frac{1 + \overset{\circ}{\tau}_1 - \tau_1}{1 + \dfrac{\overset{\circ}{\tau}_1}{2}}. \tag{2.3}$$

С другой стороны для отношения дифференциалов оптических толщин мы имеем:

$$\frac{d\tau_2}{d\tau_1} = \frac{B_{2\to 3}\nu_2\Delta\nu_1}{B_{1\to 3}\nu_1\Delta\nu_2} \cdot \frac{n_2}{n_1} = k \cdot \frac{n_2}{n_1}, \tag{2.4}$$

где k — постоянная.

Отсюда на основании (2.2) получаем

$$g_1\bar{\rho}_2 d\tau_2 = k g_2 \bar{\rho}_1 d\tau_1,$$

а на основании (2.3)

$$g_1 \frac{F_2}{\sigma_2} \frac{1 + (\overset{\circ}{\tau}_2 - \tau_2)}{1 + \dfrac{\overset{\circ}{\tau}_2}{2}} d\tau_2 = k g_2 \frac{F_1}{\sigma_1} \frac{1 + (\overset{\circ}{\tau}_1 - \tau_1)}{1 + \dfrac{\overset{\circ}{\tau}_1}{2}}. \tag{2.5}$$

Интегрирование (2.5) при условии того, что при $\tau_1 = 0$ имеем $\tau_2 = 0$, дает:

$$\frac{g_1 F_1}{\sigma_2} \frac{\tau_2 + \left(\overset{\circ}{\tau}_2\tau_2 - \dfrac{\tau_2^2}{2}\right)}{1 + \dfrac{\overset{\circ}{\tau}_2}{2}} = k \frac{g_2 F_1}{\sigma_1} \frac{\tau_1 + \left(\overset{\circ}{\tau}_1\tau_1 - \dfrac{\tau_1^2}{2}\right)}{1 + \dfrac{\overset{\circ}{\tau}_1}{2}}. \tag{2.6}$$

Положив здесь одновременно $\tau_2 = \overset{\circ}{\tau}_2$ и $\tau_1 = \overset{\circ}{\tau}_1$, мы получаем соотношение между полными оптическими толщинами среды в двух частотах:

$$\frac{g_1 F_2 \overset{\circ}{\tau}_2}{\sigma_2} = \frac{k g_2 F_1 \overset{\circ}{\tau}_1}{\sigma_1}. \tag{2.7}$$

Внося сюда значение k из (2.4), находим:

$$\frac{\overset{\circ}{\tau}_2}{\overset{\circ}{\tau}_1} = \frac{g_2\sigma_2 B_{2\to 3}\nu_2\Delta\nu_1}{g_2\sigma_1 B_{1\to 3}\nu_1\Delta\nu_2} \cdot \frac{F_1}{F_2}.$$

Обозначим далее через τ_0 оптическую толщину в частоте для того случая, когда все атомы находятся в первом состоянии.

Очевидно, что

$$\tau_0 = \tau_1 + \frac{1}{k}\tau_2. \tag{2.8}$$

Мы будем считать τ_0 основным параметром, характеризующим толщину среды. Тогда из (2.7) и (2.8) получаем:

$$\overset{\circ}{\tau}_1 = \frac{\tau_0}{1 + \dfrac{g_2\sigma_2F_1}{g_1\sigma_1F_2}}; \qquad \tau_2 = \frac{k\tau_0}{1 + \dfrac{g_1\sigma_1F_2}{g_2\sigma_2F_1}}. \tag{2.9}$$

Рассмотрим теперь, чему равно выражение потока в частоте ν_1, прошедшего через среду. По известной формуле из теории монохроматического рассеяния этот поток H_1 должен быть равен:

$$H_1 = \frac{F_1}{1 + \dfrac{\overset{\circ}{\tau}_1}{2}} = \frac{F_1}{1 + \dfrac{\tau_0}{2\left(1 + \dfrac{g_2\sigma_2F_1}{g_1\sigma_1F_2}\right)}}. \tag{2.10}$$

И здесь мы можем остановиться на трех различных случаях.

а) Пусть $F_1 \ll F_2$, тогда,

$$H_1 = \frac{F_1}{1 + \dfrac{\tau_0}{2}}. \tag{2.11}$$

б) Пусть $F_1 \gg F_2$, тогда

$$H_1 = \frac{g_2\sigma_2F_1^2}{g_2\sigma_2F_1 + \dfrac{\tau_0}{2}g_1\sigma_1F_2}.$$

Если при этом $\dfrac{F_1}{F_2} \gg \tau_0$, то имеем полное просветление среды в частоте ν_1 и

$$H_1 \simeq F_1.$$

Если же $\tau_0 \gg \dfrac{F_1}{F_2} \gg 1$, то

$$H_1 = \frac{2g_2}{g_1}\,\frac{\sigma_2}{\sigma_1}\,\frac{F_1^2}{F_2\tau_0}. \tag{2.12}$$

в) Наконец, F_1 и F_2 могут быть одного порядка величины и тогда H_1 будет того же порядка, как и при обычном рассеянии, когда оптическая толщина в ν_1 несколько меньше τ_0.

Итак, в нашей схеме имеет место эффект просветления среды в одной из частот, причем для этого не нужно очень интенсивного потока излучения. Необходимо только, чтобы поток излучения в другой частоте был бы во много раз меньше потока излучения в данной частоте, в которой мы добиваемся просветления.

Если же поток $F_2 = 0$, то среда становится совершенно прозрачной в частоте ν_1. Точно так же, конечно, при $F_1 = 0$ среда становится прозрачной для частоты ν_2.

Полученные результаты соблюдаются только лишь в случае, когда переход $1 \to 2$ запрещен совершенно и второе состояние является совершенно стабильным. Однако на практике всегда с небольшой вероятностью возможны переходы $1 \to 2$. Это могут быть либо спонтанные переходы, либо же переходы в результате столкновений. Следовательно, совершается некоторое количество циклических переходов. Из-за них условия чистого рассеяния в каждой частоте уже не будут соблюдаться. Вместо условий стационарности (2.1) мы будем иметь теперь уравнения:

$$
\begin{aligned}
B_{1\to3} n_1 \rho_1 &= B_{3\to1} n_3 (\rho_1 + \sigma_1) + n_2 b_{2\to1}, \\
n_2 (B_{2\to3} \rho_2 + b_{2\to1}) &= n_3 B_{3\to2} (\rho_1 + \sigma_2),
\end{aligned}
\tag{2.13}
$$

где вероятность перехода $2 \to 1$, обозначенную через $b_{2\to1}$, будем считать независимой от плотностей излучения, так как актами поглощения в запрещенной линии можно пренебречь по сравнению с числом спонтанных переходов $2 \to 1$.

Из этих уравнений получаем в тех же предположениях о возможности пренебречь ρ_i по сравнению с величиной σ_i:

$$
\frac{n_2}{n_1} = \frac{g_2}{g_1} \frac{\bar{\rho}_1}{\bar{\rho}_2 + \dfrac{g_2}{g_3} \dfrac{b_{2\to1}}{B_{3\to2}\sigma_2} \left\{ 1 + \dfrac{B_{3\to2}\sigma_2}{B_{3\to1}\sigma_1} \right\}}
\tag{2.14}
$$

Величина, стоящая в скобках, в знаменателе, порядка единицы и все зависит от соотношения порядков величин $\bar{\rho}_2$ и $\dfrac{b_{2\to1}}{B_{3\to2}\sigma_2}$. Очевидно, что сделанные выше выводы останутся в силе, если в знаменателе (2.14) можно будет пренебречь вторым членом по сравнению с первым. Для этого нужно, чтобы было

$$
\frac{F_2}{c} \gg \frac{g_2}{g_3} \frac{b_{2\to1}}{B_{3\to2}}.
\tag{2.15}
$$

Поэтому, например, мы уже не можем вызвать просветления среды в частоте ν_1 сколь угодно сильным уменьшением F_2. Поскольку условие (2.15) определяет некоторое минимальное значение F_2, для полного просветления среды в частоте ν_1 следует увеличить F_1 до достаточно высокого уровня, определенного из (2.15) и условия

$$
F_1 \gg \tau_0 F_2 \gg \frac{c g_2 b_{2\to1} \tau_0}{g_3 B_{3\to2}}.
\tag{2.16}
$$

Вообще же случай, отличный от нуля, вероятности перехода $2 \to 1$ заслуживает специального изучения. Этому случаю посвящена статья А. Г. Никогосяна [2].

Бюраканская астрофизическая обсерватория
Академии наук Армянской ССР

Վ. Հ. ՀԱՄԲԱՐՁՈՒՄՅԱՆ

Ճառագայթման ազդեցության տակ միջավայրի պարզեցման մի դեպքի մասին

Ճառագայթման տեղափոխության դասական խնդիրների զգալի մասը կրում են գծային բնույթ։ Նրանց մեջ արհամարհվում է ճառագայթման դաշտի ազդեցությունը միջավայրի հատկությունների վրա։ Սակայն, երբ տեղափոխվող ճառագայթումների խտությունները մեծ են, այդ ազդեցությունը չի կարող արհամարհվել։ Անհրաժեշտություն է ծագում ընդհանրացնել ճառագայթման տեղափոխման տեսության ձևական ապարատը, ոչ գծային խնդիրները ընդգրկելու նպատակով։ Ըստ որում նպատակահարմար է սկսել որոշ այնպիսի խնդիրներից, որոնց ուսումնասիրությունը կարող է թույլ տալ ի հայտ բերել ոչ գծային խնդիրների համար բնորոշ երևույթներ։

Ներկա հոդվածում մենք կանգ ենք առնում այն դեպքերի վրա, որոնք բնորոշ են միջավայրի պարզեցման երևույթով։ Այդ նպատակով քննված են երկու միաչափ և ստացիոնար խնդիրներ։ Երկու դեպքում էլ ենթադրվում է, որ միջավայրը ունի վերջավոր խորություն։

Առաջին խնդիրը վերաբերվում է մոնոխրոմատիկ ցրման, երբ մենք գործ ունենք միայն երկու էներգետիկ մակարդակ ունեցող ատոմների հետ։ Ճառագայթման ազդեցության տակ ատոմների մի մասը տեղափոխվում է դեպի երկրորդ մակարդակ և շերտը դառնում է ավելի թափանցիկ։

Եթե τ_0-ն միջավայրի ամբողջ օպտիկական հաստությունն է այն դեպքում, երբ բնակեցվածությունները հավասար են զերոյի, ապա, ցույց է տրվում, որ միջավայրը ամբողջապես պարզեցվում է, երբ նրա վրա ընկնող F հոսքի մեծությունը բավարարում է

$$F > \frac{c^2}{16\pi h\nu^2}\tau_0$$

անհավասարությանը։ Այստեղ մտնող բոլոր նշանակումները (բացի τ_0-ից, որը վերևում բացատրվեց), սովորական են։

Որպես երկրորդ օրինակ քննված է երեք էներգետիկ մակարդակ ունեցող ատոմներից բաղկացած միջավայրի դեպքը։ Ընդունվում է, որ 1–2 անցումը խիստ արգելված է։ Ապացուցվում է, որ 1–3 անցումներին համապատասխանող ν_1 հաճախականության մեջ միջավայրը պարզեցվում է, եթե 2–3 անցումներին համապատասխանող ν_2 հաճախականությունում ճառագայթման հոսքը բավականաչափ փոքր է։ Օպտիկական հաստությունները նշված հաճախականություններում արտահայտվում են (2.9) բանաձևով, իսկ հոսքը (2.10)-ով։

Եթե 1–2 անցումը ունի որոշ, ոչ մեծ հավանականություն, ապա ստացված բանաձևերը մնում են ուժի մեջ, եթե միայն բավարարվում է (2.15) պայմանը։

ЛИТЕРАТУРА — ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

[1] *В. А. Амбарцумян*, ДАН АрмССР т. XXXVIII, № 4, (1964). [2] *А. Г. Никогосян*, ДАН АрмССР (в печати).