

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК**НЕКОТОРЫЕ ВОПРОСЫ ИНТЕНСИВНОСТЕЙ
СПЕКТРАЛЬНЫХ ЛИНИЙ****С. Э. Фриш****1. ВВЕДЕНИЕ**

Интенсивности спектральных линий играют большую роль в ряде вопросов как теоретического, так и практического характера. Измерение интенсивностей спектральных линий позволяет определить такую важную характеристику внутриатомных процессов, как вероятность переходов между различными энергетическими состояниями атома. По интенсивностям же спектральных линий можно судить о процессах, происходящих в источниках света, как земных, так и небесных (звёздные атмосферы, туманности и т. д.). Методы количественного спектрального анализа основаны на сравнениях интенсивностей спектральных линий. Также учёт интенсивностей играет существенную роль при постройке современных газосветных ламп и различных лабораторных источников света.

Вопросы об интенсивностях спектральных линий весьма многообразны и сложны, и мы рассмотрим в настоящей статье лишь немногие, притом наиболее простые из них. Такое рассмотрение нам кажется тем не менее не лишним, так как в имеющейся литературе нередко встречаются неоднозначности в определениях и в трактовке различных явлений, связанных с испусканием спектральных линий.

2. ФОТОМЕТРИЧЕСКИЕ СООТНОШЕНИЯ.

Измерение интенсивностей спектральных линий представляет собою задачу фотометрическую. Поэтому прежде всего возникает вопрос, какая фотометрическая величина подразумевается под «интенсивностью». Что именно измеряется при тех или иных конкретных условиях эксперимента?

В фотометрии, как известно, в качестве основной величины рассматривается поток лучистой энергии*), представляющий

*) Мы будем рассматривать лишь «энергетические» фотометрические величины.

собой количество энергии, переносимой в единицу времени через данную поверхность. Измеряется поток в единицах мощности, т. е. в *эрг/сек*, ваттах и т. д. В случае немонохроматического излучения мы будем рассматривать поток $d\Phi_\nu$, относящийся к весьма малому интервалу частот, заключённому между данными частотами ν и $\nu + d\nu$. Если выделить пучок лучей, распространяющихся в пределах телесного угла $d\Omega$ (рис. 1), то поток $d\Phi_\nu$ может быть представлен в виде:

$$d\Phi_\nu = k_\nu d\nu \cos \vartheta dS d\Omega = k_\nu d\nu dS_n d\Omega, \quad (1)$$

где ϑ — угол между нормалью к площадке dS и осью пучка, $dS_n = dS \cos \vartheta$. Величина k_ν представляет собою яркость пучка,

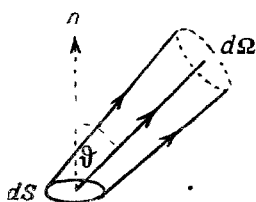


Рис. 1.

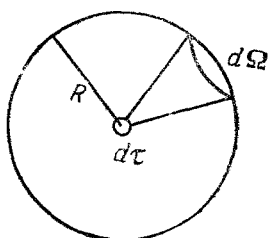


Рис. 2.

отнесённую к единичному интервалу частот. В дальнейшем для краткости мы будем называть k_ν просто яркостью. Величина k_ν является функцией от частоты ν и, вообще говоря, имеет различные значения для разных направлений.

Выделим внутри светящегося газа объём $d\tau$ (рис. 2). Пусть энергия, относящаяся к интервалу частот $(\nu, \nu + d\nu)$ и излучаемая объёмом $d\tau$ в единицу времени во все стороны, равна $w_\nu d\nu d\tau$. Окружим объём $d\tau$ сферой произвольного радиуса R . Тогда поток $\Delta\Phi_\nu$ через всю поверхность сферы равен

$$\Delta\Phi_\nu = w_\nu d\nu d\tau. \quad (2)$$

Если объём $d\tau$ излучает равномерно во все стороны, то поток $d\Phi_\nu$ в пределах телесного угла $d\Omega$ будет равен

$$d\Phi_\nu = \frac{1}{4\pi} w_\nu d\nu d\tau d\Omega. \quad (3)$$

На основании равенств (1) и (3) устанавливаем следующее соотношение между яркостью k_ν и мощностью излучения w_ν :

$$k_\nu = \frac{1}{4\pi} \cdot \frac{w_\nu d\tau}{\cos \vartheta \cdot dS} = \frac{1}{4\pi} \cdot \frac{w_\nu d\tau}{dS_n}. \quad (4)$$

При наличии поглощающей среды поток по мере распространения в среде ослабляется. Уменьшение потока $d(d\Phi_v)$ на длине dl равно

$$d(d\Phi_v) = -\kappa_v d\Phi_v dl, \quad (5)$$

где κ_v — коэффициент поглощения излучения данной частоты. Интегрируя выражение (5), получим (в случае однородной среды):

$$d\Phi_v = (d\Phi_v)_0 e^{-\kappa_v l}. \quad (6)$$

Величина $\kappa_v l$ называется оптической толщиной среды. В случае неоднородной среды оптическая толщина выразится интегралом $\int \kappa_v dl$.

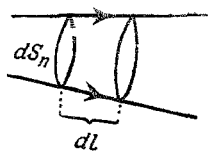


Рис. 3.

Наконец, введём в рассмотрение плотность энергии излучения $\rho(\nu) d\nu$. Для этого рассмотрим бесконечно короткий отрезок пучка dl . Его объём равен $d\tau = dS_n dl$ (рис. 3). Количество энергии dE_v , заключённое в этом объёме, равно $d\Phi_v dt$, где dt — время, в течение которого свет распространяется на отрезок dl . Считая скорость распространения света равной c , получим

$$dt = \frac{dl}{c},$$

откуда находим

$$dE_v = d\Phi_v \frac{dl}{c},$$

что даст нам для искомой плотности энергии $\rho(\nu) d\nu$ следующее выражение:

$$\rho(\nu) d\nu = \frac{dE_v}{d\tau} = \frac{1}{c} \cdot \frac{d\Phi_v}{dS_n}. \quad (7)$$

Воспользовавшись равенством (1), выразим $\rho(\nu)$ через яркость пучка:

$$\rho(\nu) = \frac{1}{c} k_v d\Omega. \quad (8)$$

Величина $\rho(\nu)$ представляет собою функцию распределения плотности энергии по частотам.

Обратимся теперь к случаю спектральной линии конечной ширины. Для такой линии величины k_v и ω , представляют собой определённые функции от частоты ν . Вид этих функций характеризует контур спектральной линии. Введём для линии конечной ширины в рассмотрение интегральный поток:

$$\Delta\Phi = d\tau \int_0^\infty \omega_\nu d\nu. \quad (9)$$

Здесь пределы интегрирования взяты от 0 до ∞ , хотя для каждой спектральной линии интенсивность излучения заметно отлична от нуля лишь в узком интервале частот $\nu_2 - \nu_1$. Поскольку, однако, при $\nu < \nu_1$ и $\nu > \nu_2$ подинтегральное выражение практически равно нулю, пределами интегрирования можно взять 0 и ∞ .

Наряду с интегральным потоком введём в рассмотрение также интегральную яркость линии K и интегральную мощность излучения W , определив их равенствами:

$$K = \int_0^{\infty} k_{\nu} d\nu; \quad (10)$$

$$W = \int_0^{\infty} w_{\nu} d\nu. \quad (11)$$

Что касается коэффициента поглощения χ_{ν} , то для него нельзя ввести понятие об интегральном значении, аналогичном интегральным значениям K или W , так как для всех сред, для которых χ_{ν} зависит от ν , убыль потока по экспоненциальному закону (6) имеет место лишь для монохроматического излучения.

3. КАКИЕ ВЕЛИЧИНЫ ИЗМЕРЯЮТСЯ СПЕКТРОФОТОМЕТРИЧЕСКИМИ МЕТОДАМИ?

Посмотрим теперь, что же измеряется с помощью спектрофотометрических методов. Спектральный прибор, вообще говоря, может быть сведён к схеме, изображённой на рис. 4. Входная щель S_1 располагается в главной фокальной плоскости объектива коллиматора L_1 . Далее располагаются диспергирующая система G (призма, решётка), объектив трубы L_2 и выходная щель S_2 . Фокусные расстояния объективов L_1 и L_2 положим равными F_1 и F_2 . Диаметры объективов L_1 и L_2 для простоты будем считать равными друг другу и равными d . Пусть

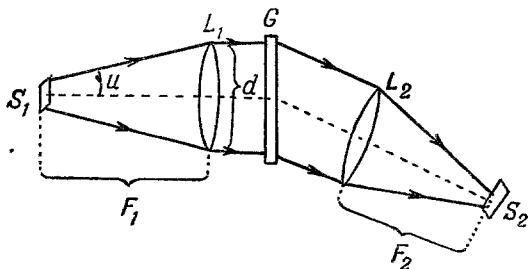


Рис. 4.

площадь открытой части входной щели равна ΔS_1 . Пучок, проходящий через входную щель и падающий на объектив коллиматора, по (1) равен:

$$\Delta \Phi_{\nu} = k_{\nu} d \Delta S_1 \int \cos \vartheta d\Omega.$$

Интегрирование надо распространить на весь телесный угол, под которым объектив L_1 виден из места расположения входной щели. Выполняя интегрирование, получим:

$$\Delta\Phi_v = \pi k_v d\nu \Delta S_1 \sin^2 u, \quad (12)$$

где u — угол, под которым виден радиус объектива L_1 из места расположения щели. Полагая приближённо $\sin u \cong \frac{d}{F_1}$, перепишем равенство (12) в виде:

$$\Delta\Phi_v = \frac{\pi}{4} k_v d\nu \Delta S_1 \left(\frac{d}{F_1} \right)^2. \quad (12a)$$

Через выходной объектив L_2 пройдёт пучок, ослабленный в результате потерь света в приборе. Обозначив его через $\Delta\Phi'_v$, можем написать:

$$\Delta\Phi'_v = a \Delta\Phi_v = \frac{a\pi}{4} k_v d\nu \Delta S_1 \left(\frac{d}{F_1} \right)^2, \quad (13)$$

где величина a указывает на потери света в приборе; очевидно, всегда $a < 1$.

Для линии конечной ширины интегральный поток $\Delta\Phi'$ будет равен

$$\Delta\Phi' = \frac{a\pi}{4} \Delta S_1 \left(\frac{d}{F_1} \right)^2 \int_0^\infty k_v d\nu$$

или по (10)

$$\Delta\Phi' = \frac{a\pi}{4} \Delta S_1 \left(\frac{d}{F_1} \right)^2 K. \quad (14)$$

При этом мы полагали, что для того интервала частот, в пределах которого яркость линии отлична от нуля, величины a и F_1 постоянны.

Рассмотрим теперь различные способы регистрации линии. При объективных методах регистрации с помощью фотоэлемента или фотоумножителя пучок выпускается из спектрального прибора через выходную щель и падает на светочувствительный слой регистрирующей аппаратуры. Если выходная щель настолько расширена, что она пропускает поток $\Delta\Phi'$ полностью, то показание регистрирующей аппаратуры будет пропорционально величине $b \Delta\Phi'$, где b означает чувствительность регистрирующей аппаратуры к излучению данной частоты ν . Следовательно, в рассматриваемом случае измеряется интегральный поток $\Delta\Phi'$. Так как в правой части выражения (14) стоит K , то, тем самым, измеряя поток $\Delta\Phi'$, мы можем определить и интегральную яркость линии K .

При сравнении яркостей двух различных линий следует принимать во внимание зависимость от частоты ν коэффициентов a и b , а также возможную зависимость от ν и фокусного расстояния F_1 (не полная ахроматизация объектива).

Работая с прибором с достаточно большими дисперсией и разрешающей силой и пользуясь узкими щелями, можно при указанной схеме регистрации найти также и контур линии, т. е. определить k , как функцию ν . Однако эта задача гораздо более сложная и мы на ней здесь останавливаться не будем.

Обратимся теперь к широко распространённому методу фотографической фотометрии. В этом методе интенсивности линий сравниваются по тем почернениям, которые они вызывают на фотопластинке.

Для фотографирования спектра пластинка располагается в главной фокальной плоскости выходного объектива L_2 . Предположим сначала, что мы имеем дело с потоком $\Delta\Phi'_\nu$, относящимся к бесконечно узкому интервалу частот ν , $\nu + d\nu$. Тогда в фокальной плоскости объектива L_2 получится изображение щели в свете частоты ν , площадь которого ΔS_2 будет удовлетворять соотношению (при пренебрежении явлениями диффракции):

$$\frac{\Delta S_1}{\Delta S_2} = \left(\frac{F_1}{F_2} \right)^2. \quad (15)$$

Фотографическое действие определяется освещённостью в пределах изображения щели $dA = \frac{d\Phi'_\nu}{\Delta S_2}$. Воспользовавшись соотношениями (13) и (15), получим для освещённости следующее выражение:

$$dA' = \frac{a\pi}{4} k_\nu d\nu \left(\frac{d}{F_2} \right)^2. \quad (16)$$

В случае линии конечной ширины изображение щели будет расширено. Кроме этого, из-за конечной ширины входной щели (а также из-за диффракции, ведущей к конечному значению разрешающей силы прибора) на каждое данное место фотопластинки попадет свет не одной частоты, а разных частот ν . Другими словами, на фотопластинке контур линии окажется искажённым. Нахождение по нему истинного контура $k_\nu = f(\nu)$ представляет собой, вообще говоря, трудную задачу, на которой мы также не будем останавливаться (см., например, статью В. М. Чулановского и А. В. Тимуровой¹).

Обратимся, однако, к другому, более простому случаю. Пусть входная щель настолько расширена, что ширина её изображения много больше ширины той линии, которая возникала бы в фокальной плоскости объектива L_2 при бесконечно узкой входной щели лишь за счёт истинного контура спектральной линии и роли диффракции

и дисперсии в приборе. В таком случае распределение освещённости в фокальной плоскости объектива L_2 примет вид, изображённый на рис. 5. Плоская часть графика соответствует освещённости A в тех местах фотопластинки, на которые попал свет всех тех частот, в пределах которых интенсивность спектральной линии

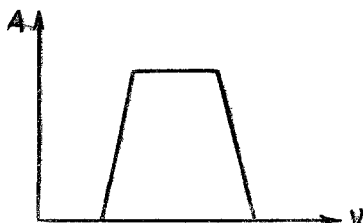


Рис. 5.

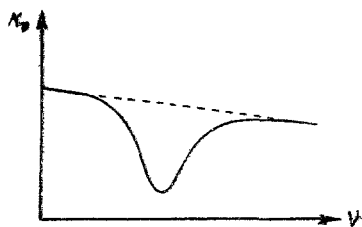


Рис. 6.

заметно отлична от нуля. Полагая, что эти частоты относятся к интервалу (ν_1, ν_2) , получим по (16):

$$A = \frac{a\pi}{4} \left(\frac{d}{F_2} \right)^2 \int_{\nu_1}^{\nu_2} k_\nu d\nu.$$

Пределы интегрирования можно заменить через 0 и ∞ , так как при $\nu < \nu_1$ и $\nu > \nu_2$ освещённость практически равна нулю.

Тогда получаем:

$$A = \frac{a\pi}{4} \left(\frac{d}{F_2} \right)^2 \int_0^\infty k_\nu d\nu = \frac{a\pi}{4} \left(\frac{d}{F_2} \right)^2 K. \quad (17)$$

Таким образом, в указанном случае широкой входной щели освещённость A , а следовательно, и степень почернения фотопластинки, определяются интегральной яркостью K .

Резюмируя, мы можем сказать: хотя методы регистрации с помощью фотоэлемента (или фотоумножителя) и с помощью фотопластинки существенно различаются, так как один из них измеряет поток, а другой — освещённость, тем не менее они оба позволяют определить одну и ту же фотометрическую величину — интегральную яркость K . Определение именно интегральной яркости K представляет собой при этом задачу наиболее простую. Измерение k_ν , как функции ν (тоже возможное обоими методами) оказывается задачей более сложной.

Наконец, отметим, что, найдя K или k_ν , можно по ним определить и мощности излучения W или w_ν .

До сих пор мы говорили лишь о линиях испускания. Скажем теперь несколько слов о линиях поглощения. Для определения «интенсивности» линии поглощения надо измерить её контур на фоне

сплошного спектра испускания. Тогда, если $k_{\nu 0}$ даст распределение яркости по частотам в сплошном спектре при отсутствии поглощения (пунктирная линия на рис. 6), а k_{ν} — при наличии поглощения (сплошная линия), то «интенсивность» линии поглощения определится

интегралом $\int_0^{\infty} (k_{\nu 0} - k_{\nu}) d\nu$.

4. ИНТЕНСИВНОСТИ ЛИНИЙ ИСПУСКАНИЯ БЕЗ УЧЕТА ВТОРИЧНЫХ ПРОЦЕССОВ

Теперь перейдем к вопросу, какие внутриатомные константы и внешние физические параметры определяют интенсивность спектральных линий. При этом пока будем рассматривать лишь первичные процессы испускания, полностью пренебрегая всякого рода вторичными процессами (реабсорбция и т. д.), которые, как мы увидим дальше, в большинстве реальных источников играют существенную роль.

При свечении газа, независимо от того, происходит ли свечение под влиянием электрического разряда или термического нагревания, газ в значительной мере ионизован. Если при этом в газе отсутствуют объемные заряды, то он представляет собою квазинейтральную ионизованную среду — так называемую «плазму». Как известно, плазма может находиться в своеобразном не изотермическом состоянии*), когда имеет место распределение электронов по скоростям по закону Максвелла, соответствующему гораздо более высокой температуре T_e , чем температура T , при которой находится сам газ. Температура T_e носит название электронной температуры; она может быть измерена методом зондовых характеристик. Неизотермическая плазма осуществляется при электрическом разряде при низких давлениях. При электрическом разряде в случае больших давлений, а также термическом нагревании, плазма находится в изотермическом состоянии ($T_e = T$). Характер возбуждения спектральных линий в значительной степени определяется тем, является ли плазма изотермической или неизотермической.

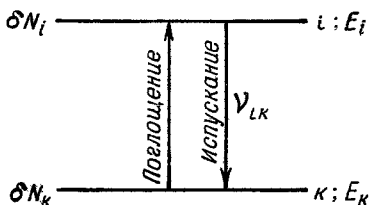
Рассмотрим простейшую схему двух энергетических уровней i и k с энергиями E_i и E_k (рис. 7); пусть $E_i > E_k$. Число атомов, находящихся в этих двух состояниях, соответственно обозначим через δN_i и δN_k . При переходе между уровнями происходит испускание фотона с энергией $h\nu_{ik} = E_i - E_k$.

В действительности, спектральные линии никогда не бывают идеально монохроматическими. Поэтому мы будем считать, что рас-

*) Слова «неизотермический» и «изотермический» здесь употребляются в ином смысле, чем в термодинамике, где говорят о процессах изотермических и неизотермических в зависимости от того, протекают ли они при постоянной температуре или нет.

смаатриваемая группа атомов испускает свет, лежащий в очень узком интервале $d\nu$ вблизи данного ν_{ik} . Мощность этого излучения мы обозначим, как и прежде, через $w, d\nu$.

В неизоатермической плазме возбуждение атомов происходит практически лишь за счёт электронных ударов. При отсутствии вторичных процессов (удары второго рода, каскадные переходы, реабсорбция) число актов испускания фотонов равно числу актов возбуждения. Поэтому мощность излучения $w, d\nu$ равна:



$$w, d\nu = \delta n_i \cdot h\nu_{ik}, \quad (18)$$

Рис. 7.

где δn_i — число актов возбуждения уровня i в единицу времени

в единице объёма. Число актов возбуждения (из состояния k в состояние i) может быть представлено в виде:

$$\delta n_i = \delta N_k \cdot N_e \int_{V_i}^{\infty} Q_{ki}(V) \cdot \sqrt{VF(V)} dV, \quad (19)$$

где N_e — число свободных электронов в единице объёма, $Q_{ki}(V)$ — эффективное сечение атомов по отношению к возбуждающим ударам электронов, $F(V)$ — функция распределения электронов по энергиям (скоростям), V_i — энергия возбуждения i -го уровня. Таким образом, интенсивность спектральной линии определяется концентрацией атомов в нормальном состоянии δN_k , их эффективным сечением Q_{ki} , а также концентрацией и распределением электронов по энергиям (скоростям).

Указанная схема двух уровней соответствует случаю возбуждения резонансных линий. В. А. Фабрикант² применил формулы (19) и (18) к расчёту интенсивностей резонансных линий натрия и ртути при свечении паров этих элементов при низких давлениях и получил хорошее согласие с экспериментальными данными. Можно поставить и обратную задачу, а именно, по измеренным интенсивностям спектральных линий определить эффективные сечения Q_{ki} . Такого рода определения были также выполнены В. А. Фабрикантом и группой его сотрудников³. В случае нерезонансных линий необходимо учитывать возможность ступенчатых возбуждений и каскадных переходов с более высоких уровней (смотреть также работу Ю. М. Кагана и В. М. Захаровой⁴).

Мощность излучения $w, d\nu$ можно представить не только через число актов возбуждения, как это сделано с помощью формулы

(18). Введём в рассмотрение вероятность перехода A_{ik} из состояния i в состояние k . Тогда число актов испускания в единицу времени равно $A_{ik}\delta N_i$ и мощность излучения

$$w, d\nu = A_{ik}\delta N_i h\nu_{ik}. \quad (20)$$

Выражение (20) является более общим, чем (18), так как оно пригодно и для случая, когда с уровня i возможно несколько переходов на ряд более низких уровней.

Перейдём теперь к учёту интегральной мощности излучения, относящейся к линии конечной ширины. Для этого предварительно рассмотрим причины расширения спектральных линий. Укажем на следующие причины расширения: а) явление Допплера вследствие теплового движения атомов; б) естественное затухание излучения; в) взаимодействие между частицами, входящими в состав светящегося газа. Последнюю причину мы откинем, так как при малых давлениях светящегося газа (а мы будем в дальнейшем рассматривать лишь случаи малых давлений) она не играет заметной роли. Естественная ширина, одинаковая для всех линий ($\Delta\lambda = 1,18 \cdot 10^{-4} \text{ \AA}$), настолько мала, что при обычных условиях испускания спектральных линий она не влияет сколько-нибудь заметно на вид их контура. Таким образом, мы ограничимся лишь учётом доплеровского контура линий. В этом случае в формуле (20) под δN_i надо подразумевать число атомов, движущихся относительно наблюдателя со скоростями, лежащими в заданном интервале скоростей (по величине и направлению). Так как вероятности перехода A_{ik} не зависят от движения атомов относительно наблюдателя, то для интегральной мощности излучения мы получим:

$$W_{ik} = A_{ik}h \int \nu_{ik} \delta N_i = N_i A_{ik} h \nu_{ik}, \quad (21)$$

где N_i — полное число атомов в состоянии i , а ν_{ik} означает теперь среднюю частоту линии, т. е. частоту, относящуюся к её максимуму. Из формулы (21) следует, что интенсивность спектральной линии определяется двумя факторами: а) внутриатомной константой — вероятностью перехода A_{ik} , б) числом возбуждённых атомов N_i , которое зависит от условий возбуждения атомов.

5. ЧАСТНЫЕ СЛУЧАИ ИСПУСКАНИЯ СПЕКТРАЛЬНЫХ ЛИНИЙ

Перейдём теперь к рассмотрению нескольких частных случаев испускания спектральных линий. Прежде всего обратимся к случаю, когда возникают две спектральные линии с частотами ν_{ik} и ν_{il} в результате переходов с общего возбуждённого уровня i на два нижних уровня l и k (рис. 8). Так как теперь возможны два разных перехода с верхнего возбуждённого уровня на

нижние, то нужно учесть вероятности обоих этих переходов A_{ik} и A_{il} . Мощности излучения для обеих линий по (21) равны:

$$\left. \begin{aligned} W_{ik} &= N_i A_{ik} h \nu_{ik}, \\ W_{il} &= N_l A_{il} h \nu_{il}, \end{aligned} \right\} \quad (22)$$

а их отношение

$$\frac{W_{ik}}{W_{il}} = \frac{A_{ik}}{A_{il}} \cdot \frac{\nu_{ik}}{\nu_{il}}. \quad (23)$$

Как видно из формулы (23), отношение мощностей излучения определяется только атомными константами и частотами самих линий и не зависит от внешних условий (поскольку пренебрегают

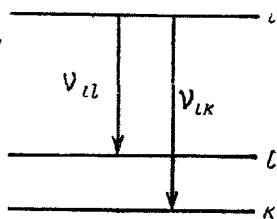


Рис. 8.

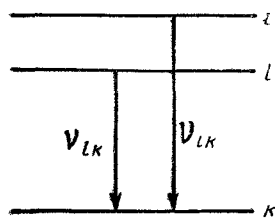


Рис. 9.

вторичными процессами). Зная ν_{ik} и ν_{il} , можно, измерив отношение интенсивностей линий, по (23) найти отношение вероятностей переходов $\frac{A_{ik}}{A_{il}}$.

Иные выводы мы получим, если две спектральные линии с частотами ν_{ik} и ν_{lk} возникают в результате переходов с двух разных уровней i и l на общий нижний уровень k (рис. 9). Теперь мощности излучения обеих линий равны:

$$\left. \begin{aligned} W_{ik} &= N_i A_{ik} h \nu_{ik}, \\ W_{lk} &= N_l A_{lk} h \nu_{lk}, \end{aligned} \right\} \quad (24)$$

а их отношение

$$\frac{W_{ik}}{W_{lk}} = \frac{N_i}{N_l} \cdot \frac{A_{ik}}{A_{lk}} \cdot \frac{\nu_{ik}}{\nu_{lk}}. \quad (25)$$

Отношение мощностей излучения, как видно, в этом случае зависит не только от частот линий и атомных констант, но и от отношения чисел возбуждённых атомов $\frac{N_i}{N_l}$. Числа же возбуждённых атомов N_i и N_l зависят от процессов, происходящих в источнике света. В неизотермической плазме, как мы указали,

возбуждение происходит за счёт соударения атомов с электронами. Можно считать, что и в большинстве других источников света атомы возбуждаются преимущественно ударами электронов, так как эффективные сечения атомов по отношению к возбуждающим ударам со стороны других нейтральных атомов или ионов значительны лишь при больших энергиях соударения, порядка тысяч электрон-вольт. Результаты же столкновений с электронами могут быть весьма различны в зависимости от общего характера процессов, происходящих в источнике света. Рассмотрим в отдельности три следующих случая:

1) Малое давление газа (порядка 0,01 мм рт. ст. и ниже) и малая концентрация электронов; распределение электронов по энергиям не максвеллово. В этом случае число возбуждённых атомов определяется числом возбуждающих ударов электронов, которое, по (19), зависит от эффективного сечения $Q(V)$ и функции распределения электронов по энергиям $F(V)$. В зависимости от вида функции $F(V)$ возбуждение уровней может быть весьма различным. В качестве примера приведём возбуждение атомов пучком электронов, однородных по скоростям. Если при этом уровни i и l отстоят друг от друга достаточно далеко и эффективные сечения обоих уровней («функции возбуждения») $Q_{ki}(V)$ и $Q_{kl}(V)$ имеют достаточно резкие максимумы, то отношение $\frac{N_i}{N_l}$ может, вообще говоря, принимать любое значение.

2) Среднее давление (больше 0,01 мм рт. ст.) и средняя концентрация электронов; плазма неизотермична; скорости электронов распределены по закону Максвелла, соответствующему электронной температуре T_e . В этом случае возможно равновесие между распределением электронов по энергиям и атомов по их энергетическим уровням. При наличии такого равновесия атомы распределяются по энергетическим уровням по формуле Больцмана, соответствующей электронной температуре T_e :

$$\left. \begin{aligned} N &= N_k \frac{g_l}{g_k} e^{-\frac{E_l - E_k}{kT_e}}; \\ N_l &= N_k \frac{g_l}{g_k} e^{-\frac{E_l - E_k}{kT_e}}, \end{aligned} \right\} \quad (26)$$

откуда для отношения $\frac{N_i}{N_l}$ получим:

$$\frac{N_i}{N_l} = \frac{g_i}{g_l} e^{-\frac{E_i - E_l}{kT_e}}. \quad (27)$$

В формулах (26) и (27) величины g_l , g_i и g_k представляют собой статистические веса соответственных уровней.

Существенно отметить, что для Больцмановского распределения атомов по уровням недостаточно одного только равновесного распределения электронов плазмы по энергиям. При низких давлениях и малых концентрациях электронов распределение атомов по возбужденным уровням может значительно отличаться от соответствующего равновесному распределению при температуре, равной электронной температуре T_e . Это было показано прямыми измерениями, произведенными Н. П. Пенкиным и А. М. Шухтиным по методу обращения спектральных линий⁵ и Ю. М. Каганом и Н. П. Пенкиным по методу аномальной дисперсии⁶. В первой из этих работ исследовались пары цезия и было показано, что заселенность уровней $CsI\ 7p^3P_{1/2}$ и $7p^3P_{3/2}$ при давлении паров цезия $p = 0,012$ мм рт. ст. много ниже равновесной. Только при давлении паров цезия $p = 0,07$ мм рт. ст. и силах разрядного тока свыше одного ампера заселенность уровней $7p^2P_{1/2}$ и $7p^2P_{3/2}$ приближалась к Больцмановской, соответствующей электронной температуре (последняя при этих условиях была низка — около $2000^\circ K$). Во второй из упомянутых работ определялась заселенность уровней ртути. Оказалось, что заселенность уровней $6p^3P_2$ и $6p^3P_1$ при малых давлениях много меньше равновесной (соответствующей T_e) и только при давлении паров ртути в $3 \cdot 10^{-2}$ мм рт. ст. и выше приближается к равновесной. Условия, при которых должно наступать равновесие, были исследованы А. Д. Сахаровым⁷.

3) Изотермическая плазма. $T_e = T$. Число возбужденных атомов снова выражается формулами Больцмана (26) и (27), но с температурой газа T в показателе степени. Этот случай возбуждения можно называть термическим. Автором совместно с Н. П. Пенкиным и А. М. Шухтиным⁸ было показано методом обращения спектральных линий, что изотермическая плазма низкого давления осуществляется в вакуумной высокотемпературной нечи. При этом для нерезонансных линий вторичные процессы играют незначительную роль и поэтому наблюдаемая мощность излучения любой линии выразится по (24) и (26) формулой

$$W_{ik} = N_k \frac{g_i}{g_k} A_{ik} h \nu_{ik} e^{-\frac{E_i - E_k}{kT}}. \quad (28)$$

Воспользовавшись соотношением $E_i - E_k = h \nu_{ik}$, перепишем последнюю формулу в виде:

$$W_{ik} = N_k \frac{g_i}{g_k} A_{ik} h \nu_{ik} e^{-\frac{h \nu_{ik}}{kT}} \quad (28a)$$

Измеряя мощность излучения W_{ik} , можно по (28) определить вероятность перехода A_{ik} .

Изотермическая плазма осуществляется также в электрических дугах и в искрах при больших давлениях (порядка атмосферного), однако в этих источниках вторичные процессы играют столь существенную роль, что пользование формулой (28) невозможно.

6. ЛИНИИ ПОГЛОЩЕНИЯ

Рассмотрим теперь линии поглощения. Выделим снова число атомов δN_k , которые поглощают излучение в узком интервале частот $d\nu$ вблизи данной частоты ν_{ik} . При наличии у атома двух энергетических уровней (рис. 7) мощность поглощенной энергии $w'_\nu d\nu$ может быть представлена в виде:

$$w'_\nu d\nu = \delta N_k \cdot B_{ki} \rho(\nu_{ik}) h\nu_{ik}, \quad (29)$$

где $\rho(\nu_{ik})$ — функция распределения плотности излучения в том месте, где происходит поглощение. Коэффициент B_{ki} связан с вероятностью перехода A_{ik} соотношением

$$B_{ki} = \frac{c^3}{8\pi h} \cdot \frac{g_i}{g_k} \cdot \frac{1}{\nu_{ik}^3} A_{ik}. \quad (30)$$

Чтобы найти интегральную мощность поглощения W'_{ki} для линии конечной ширины, надо проинтегрировать выражение (29) по всем тем частотам, в пределах которых линия даёт заметное поглощение.

Рассматривая линии испускания, мы пренебрегли естественной шириной и учитывали лишь доплеровское расширение. Для линий поглощения не всегда можно сделать такое пренебрежение. Дело в том, что контур, обусловленный естественной шириной (пунктирная линия на рис. 10), спадает на значительных расстояниях от центра линии медленнее, чем доплеровский контур (сплошная линия на рис. 10). Эти далёкие области, так называемые «крылья», естественного уширения остаются незаметными в линиях испускания; однако в поглощении они могут вызвать значительный эффект при общем сильном поглощении, имеющем место при больших толщах поглощающей среды. В дальнейшем мы ограничимся лишь случаями незначительного общего поглоще-

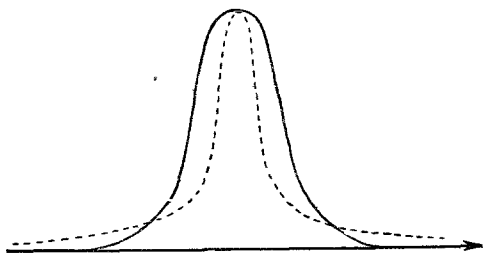


Рис. 10.

ния и снова будем считать, что основную роль играет доплеровское расширение. Тогда, интегрируя формулу (29), мы получим:

$$W'_{ki} = N_k B_{ki} \cdot \rho(\nu_{ik}) h\nu_{ik}, \quad (29a)$$

где теперь под ν_{ik} надо подразумевать частоту, относящуюся к центру линии поглощения.

Наряду с поглощением нужно ещё рассматривать так называемое индуцированное излучение, мощность которого также пропорциональна $\rho(\nu_{ik})$. Индуцированное излучение обладает тем своеобразием, что соответствующий ему фотон испускается в направлении первичного фотона, вызвавшего в атоме индуцированный переход между соответствующими энергетическими уровнями. Это обстоятельство позволяет рассматривать индуцированное излучение как своего рода «отрицательное поглощение» и считать, что фактически в единице объёма убыль энергии равна:

$$W'_{ki} = N_k B_{ki} \cdot \rho(\nu_{ik}) h\nu_{ik} - N_i B_{ik} \cdot \rho(\nu_{ik}) h\nu_{ik}, \quad (31)$$

где B_{ik} — коэффициент, определяющий вероятность индуцированного перехода. По Эйнштейну

$$B_{ik} = \frac{g_k}{g_i} B_{ki}, \quad (32)$$

что позволяет переписать выражение (30) в виде:

$$W'_{ki} = N_k B_{ki} \cdot \rho(\nu_{ik}) h\nu_{ik} \left[1 - \frac{g_k}{g_i} \cdot \frac{N_i}{N_k} \right]. \quad (31a)$$

При бoльцмановском распределении атомов по уровням выражение (31a) примет вид:

$$W'_{ki} = N_k B_{ki} \cdot \rho(\nu_{ik}) h\nu_{ik} \left[1 - e^{-\frac{h\nu_{ik}}{kT}} \right]. \quad (33)$$

Если функция распределения плотности излучения $\rho(\nu_{ik})$ соответствует абсолютно чёрному телу, то по Планку:

$$\rho(\nu_{ik}) = \frac{8\pi h}{c^3} \nu_{ik}^3 \frac{1}{e^{\frac{h\nu_{ik}}{kT}} - 1}.$$

Подставляя это значение $\rho(\nu_{ik})$ в (33) и полагая, что абсолютно чёрное тело находится при той температуре, которой соответствует распределение атомов по уровням, найдем:

$$W'_{ki} = \frac{8\pi h^2}{c^3} N_k B_{ki} \nu_{ik}^4 \cdot e^{-\frac{h\nu_{ik}}{kT}}.$$

Если воспользоваться соотношением (30) между коэффициентами B_{ki} и A_{ik} и формулой Больцмана для распределения атомов

по уровням, то последнее выражение окажется равным:

$$W'_{ki} = N_i A_{ik} h\nu_{ik}.$$

Сравнивая этот результат с формулой (21), получим $W'_{ki} = W_{ik}$ — мощность поглощения равна мощности излучения. На этом равенстве основан упомянутый выше метод обращения спектральных линий. Через светящийся газ пропускается пучок лучей от абсолютно чёрного тела, температура которого T_a может меняться.

Если $T_a < T$, где T — температура, которой соответствует распределение атомов по уровням, то при наблюдении в спектральный прибор линии испускания газа кажутся ярче сплошного спектра абсолютно чёрного тела. При $T_a > T$ линии становятся менее яркими, т. е. выступают на фоне сплошного спектра как линии поглощения. При распределении атомов по уровням по закону Больцмана все линии должны пропасть на фоне сплошного спектра одновременно при выполнении условия: $T_a = T$. Отступления в распределении атомов по уровням от больдмановского проявятся в том, что линии испускания пропадут не одновременно на фоне сплошного спектра абсолютно чёрного тела. В упомянутой работе Н. П. Пенкина и А. М. Шухтина наблюдалось не только несоответствие температуры обращения T_a электронной температуре T_e , но и не одновременное пропадание линий испускания на фоне сплошного спектра. Это указывало, что распределение атомов цезия по уровням при малых давлениях неравновесно. Напротив, в работе Н. П. Пенкина и А. М. Шухтина и автора, при введении паров в высокотемпературную вакуумную печь, линии пропадали одновременно и при температуре, совпадающей в пределах ошибок наблюдений с температурой стенок печи. В этом случае имелось полное термодинамическое равновесие.

7. КОЭФФИЦИЕНТ ПОГЛОЩЕНИЯ

Рассмотрим теперь коэффициент поглощения κ , определяемый равенством (5):

$$d(d\Phi_\nu) = -\kappa_\nu d\Phi_\nu dl. \quad (5)$$

Для подсчёта κ , заметим, что ослабление потока энергии $d(d\Phi_\nu)$ на длине пучка dl (рис. 3) равно количеству энергии, поглощаемой в единицу времени в объёме $d\tau = dS_\nu dl$. Отсюда, при учёте «отрицательного поглощения», получим:

$$d(d\Phi_\nu) = \delta N_k B_{ki} h\nu_{ik} \rho(\nu_{ik}) \left[1 - \frac{g_k}{g_i} \frac{\delta N_i}{\delta N_k} \right] dS_\nu dl.$$

Поток $d\Phi$, согласно (7) равен $d\Phi_\nu = c \rho(\nu) d\nu dS_n$. Подставив полученные значения $d(d\Phi_\nu)$ и $d\Phi_\nu$ в (5), напишем:

$$\begin{aligned} \delta N_k B_{ki} h \nu_{ik} \rho(\nu_{ik}) \left[1 - \frac{g_k}{g_i} \frac{\delta N_i}{\delta N_k} \right] dS_n dl = \\ = \chi_\nu c \rho(\nu_{ik}) d\nu dS_n dl, \end{aligned}$$

откуда находим следующее выражение для произведения $\chi_\nu d\nu$:

$$\chi_\nu d\nu = \frac{1}{c} \delta N_k B_{ki} h \nu_{ik} \left[1 - \frac{g_k}{g_i} \cdot \frac{\delta N_i}{\delta N_k} \right]. \quad (34)$$

Проинтегрировав (34) по всем частотам, для которых поглощение в пределах линии отлично от нуля, получим:

$$\int_0^\infty \chi_\nu d\nu = \frac{1}{c} N_k B_{ki} h \nu_{ik} \left[1 - \frac{g_k}{g_i} \cdot \frac{N_i}{N_k} \right]. \quad (35)$$

Если число возбуждённых атомов N_i мало по сравнению с числом атомов в нормальном состоянии N_k , то приближённо:

$$\int_0^\infty \chi_\nu d\nu = \frac{1}{c} N_k B_{ki} h \nu_{ik}. \quad (35a)$$

Из формулы (35a) видно, что по величине $\int_0^\infty \chi_\nu d\nu$ можно найти произведение из числа атомов N_k на коэффициент B_{ki} . Величина $\int_0^\infty \chi_\nu d\nu$ остаётся постоянной при изменении ширины спектральной линии за счёт изменения внешних параметров (при постоянстве N_k).

Введём ещё величину a_ν , называемую поглощательной способностью. Эту величину определим как отношение энергии $w'_\nu d\nu d\tau$, поглощаемой в единицу времени в данном объёме $d\tau$, к количеству световой энергии $\rho(\nu) d\nu d\tau$, находящейся в том же объёме.

Тогда имеем:

$$a_\nu = \frac{w'_\nu d\nu d\tau}{\rho(\nu) d\nu d\tau} = \frac{\delta N_k B_{ki} \cdot h \nu_{ik} \left[1 - \frac{g_k}{g_i} \cdot \frac{\delta N_i}{\delta N_k} \right]}{d\nu}.$$

Составим отношение мощности $w_\nu d\nu d\tau$, излучаемой объёмом $d\tau$ к поглощательной способности a_ν . Воспользовавшись для $w_\nu d\nu$ выражением (20), найдём:

$$\frac{w_\nu d\nu d\tau}{a_\nu} = \frac{A_{ik} \delta N_i d\nu d\tau}{B_{ki} \cdot \delta N_k \left[1 - \frac{g_k}{g_i} \frac{\delta N_i}{\delta N_k} \right]}$$

или, по (31),

$$\frac{w_\nu d\nu d\tau}{a_\nu} = \frac{8\pi h}{c^3} \nu_{ik}^3 \frac{g_k}{g_i} \cdot \frac{\delta N_i d\nu d\tau}{\delta N_k \left[1 - \frac{g_k}{g_i} \frac{\delta N_i}{\delta N_k} \right]}. \quad (36)$$

В равновесном случае атомы распределены по уровням по закону Больцмана (27) и тогда формула (36) принимает вид:

$$\frac{w_\nu d\nu d\tau}{a_\nu} = \frac{8\pi h}{c^3} \nu_{ik}^3 \frac{1}{e^{\frac{h\nu_{ik}}{kT}} - 1} d\nu d\tau. \quad (36a)$$

Справа здесь получилось выражение, совпадающее с формулой Планка. Таким образом, равенство (36a) выражает собой закон Кирхгофа: отношение мощности излучения к поглощательной способности равно мощности излучения абсолютно чёрного тела. Этот результат, указывающий, что для выполнения закона Кирхгофа необходимо равновесное распределение атомов по уровням (по закону Больцмана), является существенным для понимания многих процессов в источниках света.

8. УСЛОВИЯ ВЫПОЛНЕНИЯ «ПРАВИЛ ИНТЕНСИВНОСТЕЙ»

Вероятности переходов A_{ik} могут быть экспериментально определены методами, совершенно независимыми от измерения интенсивностей спектральных линий. Теория аномальной дисперсии показывает, что ход коэффициента преломления n вблизи резкой линии поглощения ν_{ik} определяется формулой

$$n - 1 = \frac{e^2}{4\pi m} \cdot \frac{N_k f_{ki}}{\nu_{ik}^2 - \nu^2},$$

где N_k — число атомов на нижнем энергетическом уровне (рис. 7), а f_{ki} — атомная константа, связанная с вероятностью перехода A_{ik} соотношением

$$f_{ki} = \frac{g_i}{g_k} \cdot \frac{mc^3}{8\pi^2 e^2 \nu_{ik}^2} A_{ik}. \quad (37)$$

Таким образом, по измерению аномальной дисперсии можно найти произведение $N_k f_{ki}$. Если известно число атомов в состоянии k , то отсюда находится и вероятность перехода A_{ik} .

Как известно, Д. С. Рождественским был создан весьма надёжный и точный метод измерения аномальной дисперсии вблизи резких линий поглощения — так называемый метод «крюков». Этим методом самим Д. С. Рождественским и рядом его сотрудников и продолжателей (А. Н. Филиппов, В. К. Прокофьев, Г. С. Кватер, Н. П. Пенкин) были измерены константы f_{ki} для большого числа переходов в различных атомах.

Пользуясь соотношением (37), выразим отношение мощностей излучения двух спектральных линий через константы f_{ki} . Для случая двух линий, имеющих общий верхний уровень, по формуле (23) получим:

$$\frac{W_{ik}}{W_{il}} = \frac{g_k}{g_l} \cdot \left(\frac{\nu_{ik}}{\nu_{il}} \right)^3 \cdot \frac{f_{ki}}{f_{li}}, \quad (38)$$

а для случая двух линий с общим нижним уровнем — по (25):

$$\frac{W_{ik}}{W_{lk}} = \frac{g_l}{g_k} \cdot \frac{N_k}{N_l} \cdot \left(\frac{\nu_{ik}}{\nu_{lk}} \right)^3 \cdot \frac{f_{ki}}{f_{li}}. \quad (39)$$

В результате работ, проведённых Д. С. Рождественским в период 1910—1915 гг., им было установлено, что для головных дублетов главной серии Na, K, Rb и Cs отношение $\frac{f_{ki}}{f_{li}}$ равно целому числу, а именно 2 (ошибка измерений не превышала 2,5%). Обобщение последующих работ по аномальной дисперсии позволило прийти к следующему выводу: для составляющих дублета с общим верхним уровнем (побочные серии, рис. 8) $\frac{f_{ki}}{f_{li}} = 1$; для составляющих дублета с общим нижним уровнем (главные серии, рис. 9) отношение $\frac{f_{ki}}{f_{li}}$ равно отношению статистических весов обоих верхних уровней $\frac{g_l}{g_k}$.

В первом из этих случаев мы имеем по (38) для отношения мощностей излучения обоих компонент дублета:

$$\frac{W_{ik}}{W_{il}} = \frac{g_k}{g_l} \cdot \left(\frac{\nu_{ik}}{\nu_{il}} \right)^3. \quad (38a)$$

Как мы уже указывали, это отношение не зависит от условий возбуждения спектральных линий (при отсутствии вторичных процессов). Для узкого дублета $\nu_{ik} \cong \nu_{il}$ и приближённо $\frac{W_{ik}}{W_{il}} = \frac{g_k}{g_l}$, что даёт известное «правило интенсивностей»: интенсивности составляющих спектрального дублета, имеющего общий верхний уровень, относятся как статистические веса нижних уровней. Последние выражаются через квантовые числа J соответствующих уровней:

$$g_k = 2J_k + 1; \quad g_l = 2J_l + 1.$$

Во втором случае по (39):

$$\frac{W_{ik}}{W_{lk}} = \frac{g_l}{g_k} \cdot \frac{N_k}{N_l} \cdot \left(\frac{\nu_{ik}}{\nu_{lk}} \right)^3 \cdot \frac{f_{ki}}{f_{li}}. \quad (39a)$$

Здесь, как мы отмечали, возможно любое значение отношения $\frac{W_{ik}}{W_{lk}}$ в зависимости от значения отношения $\frac{N_k}{N_l}$. Для узкого дублета ($\nu_{ik} \cong \nu_{lk}$) при больцмановском распределении атомов по уровням $\frac{N_k}{N_l} = \frac{g_k}{g_l} e^{-\frac{h(\nu_{ik} - \nu_{lk})}{kT}} \cong \frac{g_k}{g_l}$ и из (39a) приближённо следует: $\frac{W_{ik}}{W_{il}} = \frac{f_{ki}}{f_{kl}} = \frac{g_i}{g_l}$, т. е. снова выполнение «правила интенсивностей»: интенсивности составляющих спектрального дублета, имеющего общий нижний уровень, относятся, как статистические веса верхних уровней.

Из сказанного следует, что простые целочисленные правила относятся лишь к отношению констант f_{ki} или вероятностей переходов A_{ik} . Интенсивности спектральных линий подчиняются «правилам интенсивности» лишь приближённо, при выполнении указанных выше условий.

Указанные выводы, как известно, обобщаются и на составляющие сложных спектральных мультиплетов.

В заключение отметим, что по измерениям Д. С. Рождественского и его сотрудников встречаются сильные отступления от указанных правил для отношений констант f_{ki} . Так, для второго дублета главной серии цезия $\frac{f_{ki}}{f_{kl}} = 4,07$, в то время как отношение статистических весов верхних уровней в этом случае равно 2.

9. ВЛИЯНИЕ РЕАБСОРБЦИИ НА ИНТЕНСИВНОСТИ ЛИНИЙ

Полученные нами соотношения, дающие мощность излучения элементарного объёма светящегося газа, вообще говоря, ещё не позволяют судить о мощности, излучаемой слоем газа конечной толщины. Дело в том, что излучение, даваемое каждым элементарным объёмом $d\tau$, будет в той или иной мере поглощено раньше, чем оно выйдет за пределы источника света. Это явление носит название реабсорбции света.

Ограничимся случаем совершенно однородного светящегося слоя толщиной l (рис. 11). Выделим бесконечно тонкий слой dx , лежащий от начала координат на расстоянии x . Поток, испускаемый объёмом этого слоя $d\tau = dS_n dx$ в пределах телесного угла $d\Omega$, равен:

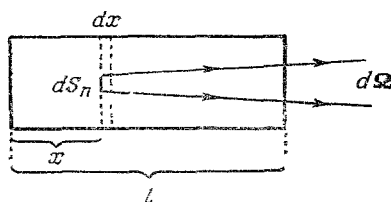


Рис. 11.

$$(d\Phi_v)_0 = -\frac{1}{4\pi} w_v dv d\tau d\Omega.$$

До выхода из светящегося газа поток пройдет толщину газа $l - x$ и, следовательно, за пределы газа выйдет поток

$$d\Phi_v = (d\Phi_v)_0 e^{-x_v(l-x)} = \frac{1}{4\pi} w_v d\nu dS_n d\Omega e^{-x_v(l-x)} dx, \quad (40)$$

где x_v — коэффициент поглощения.

Общий поток, выходящий в пределах телесного угла, получим, проинтегрировав выражение (40) от $x=0$ до $x=l$:

$$\begin{aligned} \Delta\Phi_v &= \frac{1}{4\pi} w_v d\nu dS_n d\Omega \int_0^l e^{-x_v(l-x)} \cdot dx = \\ &= \frac{1}{4\pi x_v} w_v d\nu dS_n d\Omega \left(1 - e^{-x_v l}\right) \end{aligned} \quad (41)$$

или

$$\Delta\Phi_v = \frac{(d\Phi_v)_0}{x_v dx} (1 - e^{-x_v l}). \quad (41a)$$

Если оптическая толщина $x_v l \ll 1$, то приближенно $e^{-x_v l} = 1 - x_v l$ и (41a) даёт:

$$\Delta\Phi_v = \frac{(d\Phi_v)_0}{dx} \cdot l. \quad (41б)$$

Таким образом, мы получаем, что только при малой оптической толщине светящегося слоя выходящий из него поток пропорционален его толщине l . В общем же случае расчёт должен вестись по формуле (41). Для линии конечной ширины выражение (41) надо проинтегрировать по всем частотам. Тогда для интегрального потока $\Delta\Phi$ найдём:

$$\Delta\Phi = \frac{1}{4\pi} dS_n d\Omega \int_0^\infty \frac{w_v}{x_v} (1 - e^{-x_v l}) d\nu. \quad (42)$$

Подинтегральное выражение, как видно, зависит от w_v и от x_v , т. е. как от контура линии испускания, так и от контура линии поглощения.

Раньше чем касаться общих следствий, вытекающих из формулы (42), остановимся на двух предельных случаях:

1) $x_v l \ll 1$; легко видеть, что в этом случае остаётся в силе соотношение (41б), из которого вытекает, что интегральная яркость линии растёт пропорционально толщине светящегося слоя l .

2) $x_v l \gg 1$; в этом случае общее поглощение становится большим, а следовательно, поглощающая способность газа для частот, лежащих в пределах данной линии, становится близкой к единице. Если одновременно газ находится в равновесном состоянии (атомы распределены по уровням по закону Больцмана), то по закону Кирхгофа яркость линии должна приближаться

к яркости абсолютно чёрного тела при той температуре, которой соответствует распределение атомов по уровням. Так как x, l для центра линии больше, чем для её краев, то этот эффект прежде всего наблюдается для середины спектральной линии. С увеличением толщи светящегося слоя контур линии претерпевает изменения: он расширяется, и верхняя часть его становится плоской. Такое явление действительно наблюдал Ладенбург¹⁰ на линиях неона.

В промежуточных случаях необходимо пользоваться формулой (42). Ладенбург вычислил значение интеграла (42) для случая, когда контуры линий испускания и поглощения совпадают и оба являются доплеровскими. По его расчётам интегральный поток $\Delta\Phi$ равен:

$$\Delta\Phi = \frac{(\Delta\Phi)_0}{dx} l S, \quad (43)$$

где S представляет собою функцию от произведения $x_0 l$ (x_0 — коэффициент поглощения для центра линии). Значения функции S вычислены Ладенбургом для различных значений $x_0 l$. При $x_0 l = 0$ функция S принимает максимальное значение $S = 1$; при возрастании $x_0 l$ она монотонно спадает.

Общий случай контура спектральной линии был разобран С. Л. Мандельштамом¹¹ и рядом других авторов.

Более сложными становятся соотношения при неоднородности светящегося слоя¹². При этом спектральная линия может дать самообращение — в её центре получится минимум яркости.

Явления реабсорбции в источнике света позволяют объяснить ряд давно известных фактов. Наблюдаемые отношения интенсивностей составляющих спектральных мультиплетов соответствуют «правилам интенсивностей» либо при свечении очень тонких слоёв газа, либо только для составляющих таких мультиплетов, поглощение для которых мало (малая заселённость нижних уровней). При приближении к условиям термодинамического равновесия интенсивности составляющих мультиплетов выравниваются. При наблюдении последующего ряда членов одной серии интенсивности вдоль серии спадают медленнее, если явление наблюдается вдоль длинной светящейся трубки, чем если оно наблюдается поперёк трубки. Это объясняется тем, что для далёких членов серии x , мало и их интенсивности возрастают приблизительно пропорционально длине трубки, в то время как для первых членов серии они возрастают значительно меньше.

Роль явлений реабсорбции экспериментально исследовалась на резонансных линиях ртути Л. М. Биберманом и И. М. Гуревичем¹³.

В Физическом институте Ленинградского университета роль реабсорбции изучалась в последнее время в парах цезия¹⁴. Экспериментально сравнивались интенсивности линий, испускаемых

парами цезия вдоль и поперёк разрядной трубки, а также испускаемых трубками разной длины.

В таблице I даны отношения интенсивностей для второго члена главной серии цезия $\frac{W(\lambda 4555)}{W(\lambda 4593)}$ и для дублета диффузной серии $\frac{W(\lambda 6212)}{W(\lambda 6011)}$ при различных давлениях паров цезия (для $\lambda 4555$; 4549 снимки делались поперёк трубки, так как вдоль трубки реабсорбция была слишком велика).

Таблица I

$\frac{W_1}{W_2}$ \ p в мм рт. ст.	$4,3 \cdot 10^{-4}$	$1,0 \cdot 10^{-3}$	$2,5 \cdot 10^{-3}$
$\frac{W(\lambda 4555)}{W(\lambda 4593)} \dots \dots \dots$	3,51	2,44	1,24
$\frac{W(\lambda 6212)}{W(\lambda 6011)} \dots \dots \dots$	1,20	1,40	1,90

Для дублета главной серии $\lambda 4555$, 4593 истинное отношение $\frac{W_1}{W_2}$ должно равняться 4, в соответствии с указанными измерениями Д. С. Рождественского; как видно, все значения $\frac{W(\lambda 4555)}{W(\lambda 4593)}$ в таблице I меньше этого отношения, как и должно быть при наличии реабсорбции. Для дублета диффузной серии $\lambda 6212$, $\lambda 6011$ теоретическое отношение интенсивностей равно 2. При давлении паров цезия $p = 4,3 \cdot 10^{-4}$ мм рт. ст. измерения дали значительно меньшую величину — 1,2; это является следствием того, что на линии $\lambda 6011$ ещё не сказалась реабсорбция, а на линии $\lambda 6212$ она уже начала проявляться. При увеличении давления отношение $\frac{W(\lambda 6212)}{W(\lambda 6011)}$ приближается к теоретическому; такой результат, в известном смысле, является случайным и происходит от того, что при давлении паров цезия $p = 2,5 \cdot 10^{-3}$ мм рт. ст. реабсорбция почти одинаково влияет на линии $\lambda 6212$ и $\lambda 6011$.

Существует и количественное соответствие между результатами опытов и теорий. По измеренному значению $\frac{W_1}{W_2}$ можно найти $\frac{S_1}{S_2}$, откуда в свою очередь можно определить произведение Nf . Найденные таким образом значения Nf для линий $\lambda 6212$ и $\lambda 6011$

хорошо совпали со значением Nf , определённым для тех же линий методом аномальной дисперсии. Так, при силе разрядного тока в 100 ma метод реабсорбции дал для $\lambda 6212$ и $\lambda 6011$ значения Nf , соответственно равные $2,8 \cdot 10^{10}$ и $3,1 \cdot 10^{10}$; метод аномальной дисперсии дал $Nf = 3,7 \cdot 10^{10}$ и $3,9 \cdot 10^{10}$. Учитывая приближённость теории, такое совпадение следует считать вполне удовлетворительным. По реабсорбции на линии $\lambda 4593$ и известному значению $Nf = 3 \cdot 10^{-3}$ были найдены концентрации атомов цезия в нормальном состоянии N (таблица II).

Таблица II

p	N	
	по реабсорбции	по упругости пара
$4,3 \cdot 10^{-4}$	$0,93 \cdot 10^{13}$	$0,88 \cdot 10^{13}$
$1,0 \cdot 10^{-3}$	$1,96 \cdot 10^{13}$	$2,04 \cdot 10^{13}$

Практически эти концентрации должны совпадать с концентрацией полного числа атомов цезия при данной упругости пара. Как видно из таблицы II, такое совпадение вполне имеет место.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. В. М. Чулановский и А. В. Тиморева, Изв. АН СССР, сер. физ. **11**, 376 (1947).
2. В. А. Фабрикант, Труды Всесоюз. электротехн. инст., вып. **41**, 236 (1940).
3. В. А. Фабрикант, Бутаева и Цирг, ЖЭТФ **8**, 35 (1938).
4. Ю. М. Каган и В. М. Захарова, ЖЭТФ **18**, 54 (1948).
5. Н. П. Пенкин и А. М. Шухтин, Изв. АН СССР, серия физ. **12**, 376 (1948).
6. Ю. М. Каган и Н. П. Пенкин, Изв. АН СССР, сер. физ. **14**, 721 (1950).
7. А. Д. Сахаров, Изв. АН СССР, сер. физ. **12**, 372 (1948).
8. С. Э. Фриш, Н. П. Пенкин и А. М. Шухтин, ЖЭТФ **18**, 734 (1948).
9. Д. С. Рождественский, ЖРФХО, физ. отд. **42**, 87 (1910); «Аномальная дисперсия в парах натрия», СПб, 1912; «Простые соотношения в спектрах щелочных металлов», ПГ, 1915.
10. R. Ladenburg und F. Reiche, Zeits. f. Physik **65**, 200 (1930).
11. С. Л. Мандельштам, Диссертация, Москва, 1939.
12. Л. М. Биберман, ЖЭТФ **19**, 585 (1949); H. Bartels, Zeits. f. Physik **125**, 597; D. R. Cowan and G. H. Dicke, Rev. Mod. Phys. **20**, 418 (1948).
13. Л. М. Биберман и И. М. Гуревич, ЖЭТФ **19**, 507 (1949).
14. С. Э. Фриш, Изв. АН СССР, серия физ. **19**, 711 (1950).