

ЗАПРЕЩЕННЫЕ ЛИНИИ В АТОМНЫХ СПЕКТРАХ**Д. А. Борисоглебский****ВВЕДЕНИЕ**

Вопрос о запрещенных линиях возник сравнительно давно—лет 30—35 тому назад. К тому времени атомный спектральный анализ достиг уже высокого уровня развития. Были довольно подробно изучены атомные спектры всех известных тогда элементов, построены как классическая, так и квантовая теории излучения, однако последняя была разработана далеко не полностью.

Согласно классической теории дипольное электрическое излучение атомов всегда возникает одновременно с мультипольным излучением всех порядков и гораздо интенсивнее последнего. Это утверждение сразу же полностью было перенесено и в квантовую теорию. Поэтому как в классической, так и в квантовой теории вначале исследовалось лишь спонтанное дипольное электрическое излучение. Только для этого излучения рассчитывались вероятности различных переходов, только для него были найдены правила отбора. Переходы, не подчиняющиеся указанным правилам, считались невозможными, *з а п р е щ е н н ы м и*. Состояния, из которых оптические переходы атомов на более низкие энергетические уровни невозможны, названы метастабильными. В таких состояниях атомы могут пребывать довольно длительное время и обычно переходят в другие состояния путем соударений 1-го и 2-го рода, путем поглощения света или под влиянием различных полей, нарушающих правила отбора.

Сравнение теории излучения с экспериментальными данными дало вполне удовлетворительное согласие. Уже к началу 20-х годов текущего столетия почти все линии в атомных спектрах, полученных в лабораторных условиях, были отождествлены, т. е. представлены согласно комбинационного принципа Ритца как разности определенных термов атомов различных элементов. Среди линий, которые не удалось еще отождествить, были некоторые из линий, наблюдаемых в спектрах небесных тел—в планетарных туманностях, в солнечной короне и в северном сиянии.

Не найдя среди известных тогда элементов ни одного, которому можно было бы приписать эти линии, спектроскописты решили, что они принадлежат еще неизвестным элементам. По месту обнаружения таинственных спектральных линий эти элементы были названы соответственно небулием, коронием и геокоронием. Спустя некоторое время—в 1924 г.—одна из указанных линий была замечена и в лабораторных условиях. В разряде гелия при давлении 1 мм рт. ст. с очень малой примесью кислорода (в виде загрязнения) обнаружена была в эмиссии зеленая линия, отождествленная позже с известной линией (λ 5577,34 Å) геокорония. С течением времени оказалось, что для всех вышеупомянутых элементов нет места в таблице Менделеева, и таинственные линии стали одной из интереснейших загадок

спектроскопии. Объяснение впервые было дано Боуэном в 1928 г., когда он показал, что линии небулия фактически являются запрещенными линиями атомов OII, NII и OIII, а линии геокорония—запрещенной линией OI, так как волновые числа линий небулия и геокорония точно совпадают с разностью термов, отвечающих низко расположенным метастабильным и основным уровням указанных атомов. Труднее поддавались отождествлению линии корония, но и они также оказались запрещенными линиями высокоионизованных атомов известных элементов.

Сразу же после отождествления запрещенных линий возник вопрос—принадлежат ли они спонтанному или вынужденному излучению? Вторая из альтернатив, однако, отпадает, так как плотность газа в исследуемых небесных телах обычно очень мала (например, в планетарных туманностях она порядка 1000 атомов на 1 см^3), и наличие поля, достаточно сильного для нарушения правил отбора, по-видимому, исключено. Аргументом в пользу приведенного утверждения является и тот факт, что известные запрещенные линии OII наблюдаются и в межзвездном пространстве, где плотность газа не достигает и 20 атомов на 1 см^3 . Следовательно, запрещенные линии OII, NII и других элементов должны принадлежать к спонтанному излучению, не подчиняющемуся правилам отбора для дипольного электрического излучения. В связи с этим возникла необходимость пересмотреть квантовую теорию света. Это и было сделано впервые в 1928 г. Рубиновичем, показавшим, что правила отбора для мультипольного излучения отличны от правил отбора для дипольного электрического излучения, что они различны для различных порядков мультиполей и что, таким образом, мультипольное излучение не обязательно должно возникать всегда вместе с дипольным электрическим. Согласно правилам отбора для мультипольного излучения второго класса*) (с учетом различных типов электронной связи) переходы, соответствующие спектральным линиям, формально приписываемым небулию, коронию и геокоронию, разрешены.

Когда было установлено, что большинство запрещенных линий принадлежит к спонтанному мультипольному излучению, которое, по существу, в отношении «запрещенности» или «разрешенности» совершенно эквивалентно дипольному электрическому, то появились попытки пересмотреть понятие «запрещенности». Уже в 1936 г. Боуэн обращает внимание на условность понятия запрещенных линий и считает целесообразным разделить все линии, как удовлетворяющие, так и не удовлетворяющие правилам отбора для дипольного электрического излучения, на две группы: 1) с большой вероятностью переходов (10^3 — 10^9 сек^{-1}) и 2) с малой вероятностью переходов (10^2 сек^{-1} и ниже)¹. Более развернутое новое определение понятия «запрещенности» дается Мрозовским². Он называет запрещенными все те линии, которым для невозмущенных атомов соответствуют очень малые вероятности переходов по сравнению с наиболее высокими вероятностями переходов для данного сорта атомов, причем сравниваемые переходы должны относиться к разностям уровней с приблизительно одинаковыми главными квантовыми числами. Последняя оговорка необходима для того, чтобы не назвать запрещенными далекие члены серий, которым соответствуют очень малые вероятности перехода по сравнению с первыми линиями этих серий. Понятие «очень малый» интерпретируется в одних случаях как величина порядка 10^{-3} , в других—как 10^{-4} . Как видим, понятие запрещенных линий в формулировке Мрозовского достаточно обосновано,

*) Под мультипольным излучением второго класса подразумевается квадрупольное электрическое и дипольное магнитное излучения, третьего класса — октупольное электрическое и квадрупольное магнитное и т. д.

однако оно ведет к переклассификации линий, связанной с некоторыми трудностями. В связи с этим, хотя старое понятие запрещенных линий несколько неудачно и по сути дела отражает лишь определенный этап развития атомной спектроскопии, мы все-таки будем его придерживаться в дальнейшем (кроме того, старое понятие «запрещенности» общепринято).

Запрещенные линии наблюдаются в различных областях спектров атомов, молекул и ядер и охватывают огромный диапазон частот—от γ -лучей до радиоволн. Изучение их ведет к более глубокому пониманию свойств материи в ее различных состояниях. Особенно большое значение имеют запрещенные линии в астрофизике. По их интенсивностям определяются плотность, температура, химический состав и другие важнейшие характеристики различных небесных тел. Не меньшую роль играют они и в ядерной спектроскопии. Это вытекает хотя бы из того факта, что «запрещенные» линии в γ -спектрах, как правило, гораздо интенсивнее разрешенных.

В настоящей работе дан обзор важнейших результатов как теоретических, так и экспериментальных исследований запрещенных линий атомных спектров. § 1 и 2 посвящены общим закономерностям и классификации спонтанных запрещенных линий, § 3 и 4—запрещенному излучению небесных тел и линиям, вынужденным различными полями. В заключении рассмотрен кратко вопрос о получении запрещенных линий в лаборатории и дана краткая сводка важнейших нерешенных задач, относящихся к запрещенному излучению атомов.

§ 1. ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА СПОНТАННЫХ ЗАПРЕЩЕННЫХ ЛИНИЙ

Как уже было указано во введении, наличие интенсивных запрещенных линий в спектрах небесных тел привело к необходимости построения квантовой теории мультипольного излучения. Эта теория была построена в основном в 30-х годах. Вначале исследовались квадрупольное электрическое и магнитное дипольное излучения, потому что к ним принадлежат почти все мультипольные линии, встречающиеся в атомных спектрах. Несколько позднее были подвергнуты изучению мультиполи третьего класса, и только сравнительно недавно (с 40-х годов), в связи с бурным развитием ядерной спектроскопии, возникла необходимость в разработке теории мультипольного излучения любого порядка. Наиболее простой вывод формул для полей, а также для вероятности излучения мультиполей любого порядка в нерелятивистском случае был сделан Берестецким³. Так как настоящая работа посвящена атомным спектрам, то мы здесь будем, главным образом, заниматься мультипольным излучением второго класса. Квантовая теория дает следующие формулы для интенсивностей излучения мультипольных линий этого класса⁴ (при естественном возбуждении):

$$I_q(A, B) = N(a) h \nu A_q, \quad A_q = \frac{32\pi^6 \nu^3}{5hc^5} \sum_{a, b} |(a|Q|b)|^2, \quad (1,1)$$

$$I_m(A, B) = N(a) h \nu A_m, \quad A_m = \frac{64\pi^4 \nu^3}{3hc^3} \sum_{a, b} |(a|M|b)|^2, \quad (1,2)$$

где A_q и A_m —вероятности электрического квадрупольного и магнитного дипольного переходов, Q —электрический квадрупольный момент атома, являющийся тензором с компонентами

$$Q_{\alpha\beta} = \frac{1}{3} \sum_i e_i (3x_{i\alpha}x_{i\beta} - r_i^2 \delta_{\alpha\beta});$$

$M = \frac{e}{2mc} \sum (L_i + 2S_i)$ — магнитный дипольный момент атома; L_i и S_i — орбитальный момент и спин i -го электрона; $N(a)$ — количество атомов, находящихся в данный момент в начальном состоянии a ; b — конечное состояние; A и B — состояния высшего и низшего энергетических уровней, между которыми происходит переход; $\sum_{a,b}$ — обозначает, что интенсивность линии (A, B) равняется сумме интенсивностей ее компонент, ν — частота линии.

Вычисляя матричные элементы, содержащиеся в формулах (1,1) и (1,2), можно установить для различных атомных переходов правила отбора. Эти правила были получены впервые Рубиновичем, Бринкманом и Блятоном⁶⁻⁷, причем оказалось, что они зависят не только от типа излучения, но и от характера электронной связи в атомах. Так, например, для связи Рассела — Саундерса, т. е. для нормальной связи, они имеют следующий вид:

Квадрупольное электрическое излучение

$$\begin{array}{ll} \text{А)} & \Delta J = 0, \pm 1, \pm 2; J_1 + J_2 \geq 2; \\ & \Delta m = 0, \pm 1, \pm 2; \end{array} \quad \left\{ \begin{array}{l} \text{четные термы —} \\ \text{четные термы,} \\ \text{нечетные термы —} \\ \text{нечетные термы} \end{array} \right.$$

$$\text{Б)} \quad \Delta L = 0, \pm 1, \pm 2; \Delta S = 0.$$

Дипольное магнитное излучение

$$\begin{array}{ll} \text{А)} & \Delta J = 0, \pm 1; J_1 + J_2 \geq 1; \Delta n = 0; \\ & \Delta m = 0, \pm 1; \end{array} \quad \left\{ \begin{array}{l} \text{четные термы —} \\ \text{четные термы,} \\ \text{нечетные термы —} \\ \text{нечетные термы} \end{array} \right.$$

$$\text{Б)} \quad \Delta L = 0, \pm 1; \Delta S = 0,$$

где ΔJ — возможное изменение квантового числа J , определяющего полный момент количества движения атома; Δm — изменение магнитного квантового числа (проекция полного момента на ось z); ΔL и ΔS — изменения квантовых чисел, определяющих соответственно результирующие орбитальный и спиновый моменты атома, и, наконец, Δn — изменение главного квантового числа. Правила отбора легко обобщаются на случай 2^k -польного излучения, где k — порядок мультиполя ($k=1$ обозначает дипольное, $k=2$ — квадрупольное, $k=3$ — октупольное и т. д. излучения):

2^k -польное электрическое излучение

$$\begin{array}{ll} \text{А)} & \Delta J = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm k; \\ & J_1 + J_2 \geq k; \end{array} \quad \left\{ \begin{array}{l} \text{четные термы —} \\ \text{четные термы,} \\ \text{нечетные термы —} \\ \text{нечетные термы} \end{array} \right\} \begin{array}{l} \text{при } k \\ \\ \text{четном} \end{array}$$

$$\Delta m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm k; \quad \left\{ \begin{array}{l} \text{четные термы —} \\ \text{нечетные термы,} \\ \text{нечетные термы —} \\ \text{четные термы} \end{array} \right\} \begin{array}{l} \text{при } k \\ \\ \text{нечетном.} \end{array}$$

$$\text{Б)} \quad \Delta L = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm k; \Delta S = 0;$$

2^h -полюсное магнитное излучение

$$\begin{array}{l}
 \text{А) } \Delta J = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm k; \\
 \qquad J_1 + J_2 \geq k; \\
 \qquad \Delta m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm k; \\
 \qquad \qquad \qquad \left\{ \begin{array}{l} \text{четные термы —} \\ \text{четные термы,} \end{array} \right\} \text{ при } k \\
 \qquad \qquad \qquad \left\{ \begin{array}{l} \text{нечетные термы —} \\ \text{нечетные термы} \end{array} \right\} \text{ нечетном} \\
 \qquad \qquad \qquad \left\{ \begin{array}{l} \text{четные термы —} \\ \text{нечетные термы,} \end{array} \right\} \text{ при } k \\
 \qquad \qquad \qquad \left\{ \begin{array}{l} \text{нечетные термы —} \\ \text{четные термы} \end{array} \right\} \text{ четном} \\
 \text{Б) } \qquad \qquad \Delta L = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm k; \Delta S = 0.
 \end{array}$$

Правила отбора под рубрикой Б) точно выполняются лишь для нормальных связей. При отклонении от этих связей они в большей или меньшей мере нарушаются. Так, для атомов легких элементов, подчиняющихся нормальным связям (в частности, для гелия), правило $\Delta S = 0$, т. е. так называемый интеркомбинационный запрет, соблюдается строго (переходы типа $1sns^1L - 1sns^3L'$ полностью запрещены), а для атомов тяжелых элементов (в частности, для ртути) правило $\Delta S = 0$ уже совсем не имеет места. Этот факт, а также нарушение правила $\Delta L = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm k$ находит следующее объяснение. Отклонение от нормальной связи происходит вследствие наличия спин-орбитального взаимодействия электронов в атоме, очень малого для легких элементов и постепенно возрастающего вместе с атомным номером. Указанное взаимодействие приводит к изменению волновых функций. Если оно невелико, то измененная волновая функция какого-то заданного терма мало отличается от чисто рассел-саундерсовской волновой функции этого же терма. Расчет показывает⁸, что в этом случае в ней появляется незначительная, но увеличивающаяся с атомным номером примесь волновых функций других рассел-саундерсовских термов различной мультиплетности и с различными L , причем все эти термы (вместе с заданным) обладают одинаковым числом J и принадлежат к одной и той же конфигурации. Таким образом, заданный уровень уже обладает свойствами, присущими уровням с различными числами L и мультиплетностью, в силу чего и появляются хотя и слабые, но противоречащие правилам Б) переходы. При значительном спин-орбитальном взаимодействии, т. е. при $j-j$ -связи, L и S являются грубо приближенными квантовыми числами, и правила отбора Б) уже совсем не выполняются.

Правило $\Delta n = 0$ выполняется строго только в нерелятивистском приближении. Так, например, расчет вероятности перехода $1s^2S_{1/2} - 2s^2S_{1/2}$,

НІ с помощью релятивистских функций показал, что этот переход принадлежит дипольному магнитному излучению, хотя он и не удовлетворяет правилу $\Delta n = 0$ ⁹.

Легко заметить, что большинство указанных правил отбора совпадает для магнитного дипольного и квадрупольного электрического излучения. Поэтому по правилам отбора лишь в некоторых случаях можно различить эти излучения друг от друга. Такими характеристическими правилами, например, будут $J_1 + J_2 = 1$ для дипольного магнитного и $\Delta J = \pm 2$ для квадрупольного электрического излучений. Переходы

$$J = 0 \rightleftharpoons J = 1 \quad \text{и} \quad J \rightleftharpoons J + 2$$

относятся соответственно к чисто дипольным магнитным и к чисто квадрупольным электрическим переходам, если они при этом подчиняются соответственно всем остальным правилам для этих мультиполей.

Имея численные значения отличных от нуля матричных элементов $(a|Q|b)$ и $(a|M|b)$, можно определить, как видно из формул (1,1) и (1,2), вероятности различных атомных переходов. Знание как абсолютных, так и относительных вероятностей переходов значительно облегчает исследование мультипольных линий. В частности, по относительным вероятностям компонент мультиплетов можно судить о принадлежности последних к тому или другому сорту мультиполей. Особенно большое значение имеет знание указанных вероятностей при исследовании запрещенных линий в спектрах небесных тел. По известным абсолютным вероятностям переходов и по интенсивностям соответствующих запрещенных линий, определенным из данных наблюдения, можно найти концентрации метастабильных атомов различных элементов. Если известны еще электронная температура и плотность, то, используя квантовую теорию излучения, астрофизики устанавливают концентрацию атомов в основном состоянии и в конечном счете определяют химический состав небесного тела¹⁰⁻¹³.

Расчету вероятностей мультипольных переходов посвящено значительное число работ, важнейшими из которых (кроме цитированной⁸) являются работы Кондона, Шортли, Гарстанга и Пастернака¹⁴⁻¹⁷. Наиболее подробно вычислены как относительные, так и абсолютные вероятности квадрупольных электрических и дипольных магнитных переходов между уровнями, принадлежащими электронным конфигурациям p^2 , p^3 , p^4 , d^2 , d^3 , d^4 и d^5 . Для конфигураций p^2 , p^3 и p^4 расчет произведен в самом общем случае — при наличии промежуточной связи между электронами⁸. Результаты вычислений затабулированы в зависимости от некоторого параметра χ^*), изменяющегося от нуля в случае нормальной связи до ∞ для $j-j$ -связи. Имеются вполне удовлетворительные оценки этого параметра для различных атомов¹⁸. Вероятности электрических квадрупольных переходов (в отличие от магнитных дипольных) содержат квадрат радиального интеграла s_q :

$$s_q = \frac{2}{5} e \int_0^\infty r^2 R^2(n, p) dr, \quad (1,3)$$

порядок которого примерно равен 1 (в атомной системе единиц). Как было упомянуто выше, при малом отклонении от нормальной связи волновые функции, соответствующие определенным термам промежуточной связи, могут быть представлены линейной комбинацией от волновых функций рассел-саундерсовских термов с одинаковым J , принадлежащих одной и той же конфигурации. Коэффициентами являются функции от параметра χ . Так, например, для конфигурации p^2

$$\phi(^1D'_2) = a\phi(^1D_2) + b\phi(^3P_2); \quad \phi(^3P'_2) = a\phi(^3P_2) - b\phi(^1D_2), \quad (1,4)$$

где термы со штрихами принадлежат промежуточной связи, а термы без штрихов — нормальной. Коэффициенты a и b равны⁸:

$$\left. \begin{aligned} a &= 1 - \frac{25}{144}\chi^2 - \frac{125}{864}\chi^3 + \dots, \\ b &= \frac{5\sqrt{2}}{12}\chi \left(1 + \frac{5}{12}\chi - \frac{25}{72}\chi^2 + \dots \right). \end{aligned} \right\} \quad (1,5)$$

*) $\chi = \frac{\zeta}{5F_2}$, где ζ и F_2 — энергии спин-орбитального и электрического взаимодействий.

Наличие указанных линейных комбинаций приводит к тому, что некоторые из переходов, запрещенные для чистой нормальной связи, могут иметь место в случае промежуточной. Примером могут служить магнитные дипольные переходы между различными термами, электрические квадрупольные переходы между системами термов (${}^3P'_2 - {}^1D'_2$), как видно из (1,4) и (1,5) и др. Вероятности этих переходов будут пропорциональны χ^2 или χ^4 и значительно меньше (например, порядок χ^2 для ОIII, $2p^2$ равен 10^{-4}) вероятностей соответствующих мультипольных переходов для нормальной связи. Последние же для длин волн, лежащих в оптической области (λ 4580 Å), согласно Шортли⁸ равны:

$$A_m = 3 \cdot 10^2 \text{ сек}^{-1}, \quad (1,6)$$

$$A_q = 8 \cdot 10^{-1} \text{ сек}^{-1}, \quad (1,7)$$

и гораздо меньше вероятности соответствующего электрического дипольного перехода, равной

$$A_d = 2 \cdot 10^7 \text{ сек}^{-1}. \quad (1,8)$$

Отсюда видно, насколько ничтожно малы вероятности рассмотренных выше запрещенных переходов по сравнению с дипольными электрическими. Порядок их колеблется от 10^{-2} сек^{-1} до 10^{-9} сек^{-1} , т. е. меньше A_d в $10^9 - 10^{16}$ раз *). Такое же положение вещей имеет место и для вероятностей мультипольных переходов высших классов, так как порядок отношения их для двух последующих мультипольных электрических или магнитных переходов равен $\left(\frac{2\pi a}{\lambda}\right)^2$ (a — радиус атома, λ — длина волны); численное значение его для оптических длин волн примерно будет равно⁵ 10^{-6} . Отмеченное отношение увеличивается в значительной степени лишь для рентгеновских лучей, находясь в сильной зависимости от порядкового номера элементов, именно **):

$$\left(\frac{2\pi a}{\lambda}\right)^2 = 10^{-5} Z^2.$$

Вследствие очень малых вероятностей запрещенных переходов по сравнению с разрешенными, запрещенные линии обычно гораздо слабее разрешенных. Однако существуют такие специальные условия возбуждения спектров, при которых оба типа линий не только сравнимы по интенсивности, но даже имеет место обратное соотношение интенсивностей. В связи с этим будет полезно остановиться на вопросе о зависимости интенсивности линий от условий возбуждения. Интенсивность любой линии в общем случае задается формулой¹

$$I = \frac{N' h \nu A_i}{A_1 + A_2 + \dots + A_i + \dots + B + C}, \quad (1,9)$$

где N' — число атомов, возбужденных в единицу времени до заданного состояния ***); B — вероятность потери энергии атомом при соударениях

*) Правда, с возрастанием атомного номера χ увеличивается и для тяжелых элементов, таких, как свинец, порядка единицы²; тем не менее утверждение о малости вероятностей электрических и магнитных дипольных переходов по сравнению с электрическими дипольными, как следует из формул (1,6—8), остается в силе.

**) Из сказанного выше видно, что приведенные во введении «старое»¹ и «новое»² понятия запрещенных линий для огромного большинства атомных спектров не противоречат друг другу. Лишь для рентгеновских лучей между ними имеется значительное расхождение.

***) $N = \frac{N'}{B + C + A_1 + A_2 + \dots + A_i + \dots}$, где N взято из формул (1,1) — (1-2).

1-го и 2-го рода (сильно зависящая от условий, в которых находится источник излучений); C — вероятность перехода атома в более высокое состояние путем абсорбции света; A_1, A_2, A_3, \dots — вероятности излучения различных линий и, наконец, A_i — вероятность излучения рассматриваемой линии.

Вероятность перехода A_i между двумя состояниями обычно определяется как величина, обратная средней продолжительности жизни атома в более высоком состоянии, если бы рассматриваемый переход был единственно возможным из этого состояния (к A_i надо было бы прибавить член, зависящий от плотности излучения, но он почти во всех случаях мал). Вероятность A_i можно представить в виде ряда $A_i = A_{id} + A_{ie} + A_{im} + \dots$, первый член которого дает вероятность дипольного электрического перехода, а остальные представляют собою вероятности различных мультипольных переходов. Если имеется возможность одновременного дипольного электрического и мультипольного излучений (причем оба они спонтанны и имеют непротиворечащие правила отбора), то практически мультипольных линий заметить нельзя. Поэтому наибольший интерес представляют запрещенные линии, которые возникают при переходах с метастабильных уровней. Переход с таких уровней на более низкие, как мы уже упоминали во введении, запрещен правилами отбора для дипольного электрического излучения. Так как большая часть правил выведена приближенно, то необходим запрет несколькими такими правилами (обычно хватает двух¹⁹). В этом случае в знаменателе формулы (1,9) остаются лишь B и C (все A_i вместе будут порядка 10^2 сек^{-1} или меньше), и она примет вид:

$$I = \frac{N' h \nu A_{ik}}{B + C}, \quad (1,10)$$

где A_{ik} является вероятностью одного из мультипольных переходов.

Величина B зависит от числа ударов первого и второго рода, которые испытывает метастабильный атом с остальными атомами и электронами. Согласно кинетической теории газов, в воздухе при нормальных условиях атом претерпевает в секунду 10^{10} ударов всех типов (как упругих, так и неупругих). При малых давлениях число этих ударов уменьшается пропорционально давлению. При самом низком давлении ($\sim 10^{-3}$ мм рт. ст.), при котором еще возможно свечение в разрядных трубках, число ударов уменьшается до 10^4 . В этом случае вероятность ударов 1-го и 2-го рода в единицу времени мала и гораздо меньше единицы.

Несколько подробнее остановимся на ударах 1-го и 2-го рода, поскольку они часто используются для получения атомов в метастабильных состояниях*). Отмечены следующие качественные закономерности, касающиеся этих ударов.

Соударения 1-го рода между атомом и электроном происходят чаще при значениях кинетической энергии электрона, несколько превышающих энергию возбуждения атома, а соударения 2-го рода, наоборот, происходят чаще при малых скоростях электрона. Вероятность соударений 1-го и 2-го рода между одним атомом и другим атомом или ионом мала, если энергии возбуждения и скорости второго атома или иона мало отличаются от энергии и скорости первого атома. Она становится заметной при относительных скоростях сталкивающихся частиц, сравнимых по величине со скоростью, которой должен обладать свободный электрон при потенциале возбуждения, и с дальнейшим увеличением этих скоростей возрастает²⁰.

*) Вопрос о столкновениях различных частиц наиболее подробно рассмотрен в недавно вышедшей из печати монографии Г. Месси и Е. Бархопа²⁰.

Вероятность соударений 2-го и 1-го рода, при которых энергия возбуждения одного атома превращается в энергию относительного движения сталкивающихся частиц и наоборот, обычно мала, но может быть значительной для тех случаев, когда один из соударяющихся атомов обладает небольшой энергией возбуждения по сравнению с другим или когда он может потерять (или приобрести) при соударении лишь небольшую часть этой энергии (последнее имеет место, если атом обладает достаточно близко расположенными возбужденными уровнями). Примерами могут служить переходы атомов таллия из основного состояния $6^2P_{1/2}$ в метастабильное состояние $6^2P_{3/2}$ при соударениях 1-го рода с атомами аргона (в разряде, при постоянной температуре)²¹, а также переходы атомов ртути из возбужденного неметастабильного состояния 6^3P_1 в метастабильное состояние 6^3P_0 при соударениях 2-го рода с атомами аргона или азота¹⁹. Очень важны соударения 2-го рода между двумя атомами, когда один из них возбуждает другой за счет своей энергии возбуждения. Такие соударения наиболее вероятны в том случае, если энергии возбуждения обоих атомов сравнимы (небольшая разность между этими энергиями попополняется за счет их относительной кинетической энергии)*). Так, например, при соударениях атомов ртути, возбужденных до уровней 6^3P_1 , с атомами натрия последние возбуждаются до состояний, энергия которых близка к энергии состояния 6^3P_1 ¹⁹. Если нет таких уровней, то вероятность соударений рассматриваемого типа быстро падает. Особенно эффективны в таких соударениях молекулы, так как они обладают большим набором энергетических уровней, между которыми, весьма вероятно, найдутся уровни с энергией, близкой к энергии возбужденных атомов. Кроме того, необходимо отметить, что в соударениях второго рода между двумя атомами играет важную роль результирующий спин. Именно, наиболее вероятны те соударения 2-го рода, при которых результирующий спин соударяющихся атомов не меняется²².

Количественное изучение ударов 1-го и 2-го рода сопряжено с большими экспериментальными трудностями и по сути дела начато только в последние годы. Здесь следует указать работы советских физиков—Фриша, Запесочного, Богдановой и др.^{21, 23-27} **). В этих работах выяснена главным образом роль ударов 1-го рода между атомами и электронами при возбуждении разрешенных линий как в условиях электронных пучков, так и в условиях газоразрядной плазмы с максвелловским распределением электронов по скоростям, впервые обстоятельно изучено влияние каскадных переходов на заселенность атомных уровней, а также проведено количественное исследование ударов 2-го рода между возбужденными атомами ртути и атомами натрия, лежащих в основе сенсibilизированной флуоресценции паров последнего, и рассмотрены другие важные вопросы.

Обычно вероятность V (см. 1,10) ударов как 1-го, так и 2-го рода велика по сравнению с вероятностью излучения; поэтому линия, соответствующая оптическому переходу с метастабильного состояния в более низкое, практически запрещена. Чтобы получить запрещенные линии атомов какого-либо элемента, необходимо сделать величину V возможно меньшей. С этой целью поступают обычно так. Атомы исследуемого элемента (например, ОI) возбуждают до метастабильных состояний в смеси с инертным или каким-нибудь другим газом, атомы которого обладают высокими энергиями возбуждения по сравнению с энергиями этих метастабильных атомов (например, энергия первого метастабильного состояния

*) Наличием этих соударений объясняется явление резонанса при так называемой сенсibilизированной флуоресценции.

**) Подробная библиография имеется в обзорной статье Фриша²³.

ОИ равна 5,3 эв, а энергия первого возбужденного состояния атомов инертных газов имеет порядок 10—20 эв). Тогда не будут иметь места соударения 2-го рода между метастабильными атомами исследуемого газа и атомами примеси. Газ должен быть при этом под низким давлением—порядка 2 мм рт. ст., но не ниже и не выше, ибо при больших давлениях имеют место соударения атомов ОИ с молекулами кислорода, а при низких—со стенками сосуда. Чем выше степень ионизации исследуемого газа, тем труднее использовать вышеописанный метод, так как с повышением ионизации возрастает число свободных электронов с малыми скоростями, а, следовательно, и число ударов 2-го рода.

Теперь рассмотрим кратко вопрос о выходе атома из метастабильного состояния ~~путем~~ поглощения света. Вероятность поглощения света атомом у нас обозначена через C . Она, как известно, пропорциональна плотности излучения той длины волны, которую атом, находящийся в стабильном или метастабильном состоянии, способен поглотить.

Значительная величина C является одной из важнейших причин, мешающих возникновению достаточно интенсивных запрещенных линий в атмосферах многих звезд. Так, например, в атмосфере Солнца плотность излучения настолько велика, что атом CaII выходит из своего нормального состояния $4s^2\ ^1S$ путем абсорбции света $2 \cdot 10^4$ раз в секунду¹. Все же и там имеются такие высокоионизованные атомы (принадлежащие первому длинному периоду таблицы Менделеева), для которых C достаточно мало, и условие возникновения интенсивных запрещенных линий выполнимо. Объясняется это тем, что переход высокоионизованных атомов с метастабильных и основного уровней на первый неметастабильный приходится на крайний ультрафиолет, а плотность излучения в атмосфере такой сравнительно холодной звезды, как Солнце, в этой спектральной области мала. Что же касается запрещенных линий низкоионизованных и нейтральных атомов, то они могут достигнуть значительной интенсивности лишь в том случае, если плотность излучения будет достаточно мала в видимой области спектра. Последнее условие (а также и малость B) выполняется только в некоторых небесных телах, таких, как газовые туманности, новые звезды в достаточно поздней стадии развития, некоторые старые звезды с обширными атмосферами и др.

В связи с различным порядком малости суммы $B+C$ можно отметить некоторые закономерности, касающиеся интенсивности запрещенных линий. Пусть определенное метастабильное состояние атомов дает начало нескольким запрещенным линиям. Тогда интенсивности этих линий (как видно из формулы (1,10)) будут относиться друг к другу как вероятности соответствующих переходов. Совершенно иное положение вещей будет в том случае, если сумма $B+C$ будет настолько мала, что $B+C \ll A_1 + A_2 + \dots + A_i \dots$ формула (1,9) тогда примет вид:

$$I = \frac{N' h \nu A_{ik}}{A_1 + A_2 + \dots + A_i + \dots} \quad (1,11)$$

Для единственно возможного перехода или для случая, когда $A_{ik} \gg A_1 + A_2 + \dots + A_{i-1} + (A_i - A_{ik}) + \dots$, будем иметь:

$$I = N' h \nu \quad (1,12)$$

Из (1,12) следует, что в последнем случае интенсивность запрещенных линий определяется лишь концентрацией метастабильных атомов, ввиду чего соотношение интенсивностей отдельных линий зависит здесь в значительной мере от статистических весов и потенциалов возбуждения метастабильных уровней.

Большое значение для изучения мультипольных линий имела теория эффекта Зеемана, разработанная в 30-х годах текущего столетия^{1, 5, 7}. Результаты теоретических исследований простого зеемановского эффекта приведены в таблице I. Здесь Δm означает изменение магнитного квантового числа, α — угол между направлениями наблюдения и магнитного поля, π и σ — обозначения плоской поляризации, параллельной и перпендикулярной магнитному полю, пр. круг. — правокруговая поляризация, лев. круг. — левокруговая поляризация. Необходимо отметить, что поляризационные свойства отдельных зеемановских компонент остаются неизменными и в теории сложного эффекта Зеемана, только компонент с заданным Δm будет не один, а несколько.

Таблица I

Дипольное электрическое			Дипольное магнитное			Квадрупольное электрическое			Полное излучение 3-го класса		
Δm	$\alpha = \frac{\pi}{2}$	$\alpha = 0$	Δm	$\alpha = \frac{\pi}{2}$	$\alpha = 0$	Δm	$\alpha = \frac{\pi}{2}$	$\alpha = 0$	Δm	$\alpha = \frac{\pi}{2}$	$\alpha = 0$
+1	σ	пр. круг.	+1	π	пр. круг.	+2	σ	—	+3	σ	—
0	π	—	0	σ	—	+1	π	пр. круг.	+2	π	—
-1	σ	лев. круг.	-1	π	лев. круг.	0	—	—	+1	σ	пр. круг.
						-1	π	лев. круг.	0	π	—
						-2	σ	—	-1	σ	лев. круг.
									-2	π	—
									-3	σ	—

Из таблицы I видно, что продольный эффект одинаков для всех рассматриваемых классов мультипольного излучения, чего нельзя сказать о поперечном. Последний является настолько характерным для каждого типа мультипольного излучения, что по нему имеется возможность определить принадлежность исследуемой линии к тому или другому классу мультиполей. Так были обнаружены целые квадрупольные серии $p^4 \ ^1D - p^4 \ ^1S$, OI; $s^2S - d^2D$, NaI и KI, а также магнитная дипольная линия PbI, $^3P_1 - ^1S$, $\lambda \ 4618 \text{ \AA}^{28-31}$.

Теория эффекта Зеемана довольно подробно разработана и в количественном отношении. Для каждой из зеемановских компонент вычислены вероятности перехода $A_{J', m'}^{J, m}$ в зависимости от квантового числа m . Эти вероятности подчиняются, как и в случае дипольного электрического излучения, двум правилам сумм:

$$\sum_m A_{J', m'}^{J, m} = \sum_{m'} A_{J', m'}^{J, m}, \quad (1,13)$$

где $m' = m \pm 1$, $m \pm 2$, $m \pm 3$ (в зависимости от мультипольности излучения), и

$$\sum_{m'} A_{J', m'}^{J, m} = A_{J'}^J, \quad \sum_{m'} A_{J', m}^{J, m'} = \overline{A_{J'}^J}, \quad (1,14)$$

где $A_{J'}^J$ и $\overline{A_{J'}^J}$ — вероятности переходов в отсутствие поля, которые не зависят от m и удовлетворяют известному соотношению

$$(2J+1) A_{J'}^J = (2J'+1) \overline{A_{J'}^J}. \quad (1,15)$$

Рассмотрены различные случаи магнитных полей: слабое (аномальный эффект Зеемана), среднее и сильное (простой эффект Зеемана). При этом оказывается, что во втором случае при некоторой определенной средней силе поля может произойти нарушение правил отбора. Так, например, в случае квадрупольного излучения могут появиться запрещенные компоненты с $\Delta J = \pm 3$ ³².

Построена также теория мультипольного излучения атомов, находящихся во внешних полях различной симметрии. Эта теория сыграла большую роль при исследовании спектров редкоземельных ионов в кристаллах и растворах. Как указанная теория, так и ее приложение подробно рассматриваются Ельяшевичем в монографии, посвященной спектрам редких земель³³. В монографии показано, что мультипольное излучение присуще всем трехзарядным редкоземельным ионам в кристаллах, обладающих электронными конфигурациями типа $4f^k$, где k меняется от 1 для Ce IV до $k=13$ для Yb IV . При переходах между отдельными уровнями, принадлежащими этим конфигурациям, могут быть излучены не только магнитные дипольные и квадрупольные электрические линии, но и дипольные электрические линии вынужденного характера. Уделим внимание первым двум типам линий.

Так как взаимодействие ионов с полем кристаллической решетки невелико, то правила отбора для квадрупольного электрического и дипольного магнитного излучений, относящиеся к квантовым числам J и L , остаются приблизительно теми же, что и для свободных атомов. Несколько иначе обстоит дело с правилами отбора для квантового числа m . Они выполняются строго лишь для случая наличия у системы атомов цилиндрической оси симметрии, т. е. выделенной оси бесконечного порядка. При наличии, как у кристаллов, поворотной оси n -го порядка правила отбора для квантового числа m , правда, не теряют силу, но являются уже частным случаем более общих правил отбора, точнее, превращаются в такие же правила отбора для так называемого кристаллического квантового числа μ , т. е. в

$$\Delta\mu = 0, \pm 1 \quad (1,16)$$

для магнитного дипольного излучения и в

$$\Delta\mu = 0, \pm 1, \pm 2 \quad (1,17)$$

для квадрупольного электрического излучения, причем квантовое число m связано с μ соотношением

$$m = \mu + kn, \quad (1,18)$$

где k —любое целое число³³.

Кроме того, вследствие наличия выделенных осей у кристаллов мультипольное излучение редкоземельных ионов должно обладать определенными поляризационными свойствами, характерными для того или другого мультиполя и для той или другой оси симметрии³³.

Произведена также оценка порядка вероятностей как магнитных, так и квадрупольных переходов для редкоземельных ионов в кристаллах по формулам (1,1)—(1,2) с учетом расщепления уровней ионов в полях кристаллической решетки и оценка возмущений, вносимых полями в волновые функции ионов. Согласно Ельяшевичу³³ максимальные теоретические значения этих вероятностей равны соответственно

$$A_m = 2 \cdot 10^2 \text{ сек}^{-1}, \quad (1,19)$$

$$A_q = 0,5 \text{ сек}^{-1}. \quad (1,20)$$

Вопрос о направленных свойствах излучения рассматриваемых ионов в кристаллах теоретически был изучен Гельвеге^{34, 35}. В основе его теории лежит предположение о том, что оси мультиполей ионов ориентированы в определенном фиксированном направлении по отношению к кристаллической решетке. Исходя из этого, теоретически предсказываются возможные результаты экспериментальных исследований зависимости интенсивности от направления излучения различных мультипольных линий (с учетом их расщепления в ионном поле кристаллов). Гельвеге также подробно анализирует возможность установления фиксированного направления электрических и магнитных моментов ионов в кристаллах по экспериментальным данным для случаев различных кристаллических систем. Он показал, что такая возможность существует при одновременном выполнении следующих условий:

1. Все мультипольные моменты одного типа должны быть параллельны какому-то одному выделенному кристаллографическому направлению.
2. Это направление должно совпадать с одной из осей индикатрисы.

Оказалось, что первое из приведенных условий не выполняется лишь для кубической, а второе лишь для триклинной кристаллических систем. То обстоятельство, что различные типы мультипольного излучения обладают различными направленными свойствами, лежит также в основе интерференционного метода исследования мультипольного излучения. Интерференционный метод был разработан Вавиловым³⁶⁻³⁷. Вавилов показал, что характер интерференции Френеля для случая расходящихся интерферирующих лучей в отношении распределения интенсивности и поляризации сильно зависит от природы элементарного излучателя, т. е. от того, является ли этот излучатель электрическим или магнитным диполем или электрическим квадруполем. Так, например, зависимость видимости интерференционных полос от угла φ между интерферирующими лучами для дипольного и квадрупольного электрических излучений различна и соответственно равна³⁷

$$\left. \begin{aligned} V_d &= \frac{1 + \cos \varphi}{2}; \\ V_q &= \frac{1 + \cos \varphi}{2} - \sin^2 \varphi, \end{aligned} \right\} \quad (1,24)$$

где $V = \frac{I + i}{I - i}$, I и i — максимум и минимум интенсивности в поле интерференции. Что же касается магнитного дипольного излучения, то для него имеет место смещение интерференционной картины на одну полосу по сравнению с электрическим дипольным излучением.

Опыт подтвердил вышеизложенные теоретические положения. Экспериментальные данные, полученные Зайделем и Ларионовым, Хоксагеном, Севченко и др. исследователями³⁸⁻⁴⁷ *) при наблюдении узких полос в спектрах трехзарядных ионов лантаноидов в кристаллах и растворах,

*) Подробная библиография имеется в книге Ельяшевича³³.

свидетельствуют, что узкие полосы действительно обусловлены запрещенными переходами между уровнями f -оболочки. Результаты исследования поляризации и измерения вероятностей этих переходов оказались в согласии с теоретическими предсказаниями и указывают на то, что одна часть переходов принадлежит магнитному, а вторая—вынужденному электрическому дипольным излучениям. Следует отметить, что в одной из работ Фрида и Вейсмана⁴⁷, посвященной исследованию спектров растворов солей EuIV , для определения характера излучения был с успехом применен интерференционный метод Вавилова.

В начале 40-х годов была построена как теория сверхтонкой структуры, так и теория эффекта Зеемана линий сверхтонкой структуры мультипольного излучения второго класса. Было установлено⁴⁸, что отношения интенсивностей компонент сверхтонкой структуры линий, принадлежащих магнитному дипольному излучению, подчиняется правилам, выведенным на основании обычной теории сверхтонкой структуры для дипольных электрических линий⁴⁹. Относительные же интенсивности компонент сверхтонкой структуры квадрупольных электрических линий получаются из формул, выведенных впервые Рубиновичем⁵⁰ для интенсивностей компонент мультиплетов тонкой структуры, путем подстановки квантовых чисел F , J и I ($F = J + I$, где I —спин ядра) вместо J , L и S . Правила отбора для квантового числа F остаются такие же, как и для числа J , т. е.

$$\Delta F = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm k; F_1 \pm F_2 \geq k; \quad (1,22)$$

$$\Delta M = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm k (M = -F, -F+1, \dots, F-1, F) \quad (1,23)$$

для 2^k -польного излучения.

Результаты теории и в рассматриваемом случае сыграли немаловажную роль в определении принадлежности исследуемых запрещенных линий к тому и другому сорту мультиполей. Так был, например, установлен электрический квадрупольный характер линии $\lambda 5313\text{\AA}$, подтвержден магнитно-дипольный характер линии $\lambda 4618\text{\AA}$ и смешанный характер линии $\lambda 7330\text{\AA}$ в спектре свинца, а также квадрупольный характер линии $\lambda 2815\text{\AA}$ (${}^2D_{5/2} - {}^2S_{1/2}$), HgII ⁵¹⁻⁵⁴. Теория сверхтонкой структуры была проверена и на мультипольных линиях BiI , Sb и AsI ⁵⁵⁻⁵⁶.

§ 2. МУЛЬТИПОЛЬНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ АТОМОВ

Перейдем к более подробному рассмотрению мультипольных излучений различных типов. Вначале рассмотрим квадрупольное электрическое излучение. Мы не будем здесь касаться тех закономерностей этого излучения, которые были разобраны в предыдущем параграфе, посвященном общим свойствам мультиполей, а займемся, главным образом, мультиплетной структурой квадрупольных линий. Отношение интенсивностей компонент квадрупольного мультиплета, как известно, равно отношению соответствующих вероятностей переходов. Относительные вероятности последних $A_{L',J'}^{L,J}$ вычислены для случая связей Рассела—Саундерса и для термов одинаковой мультиплетности. Они представляют собою функции квантовых чисел J , L и S . Приведем для примера две соответствующие формулы из книги Кондона и Шортли⁴:

$$A_{L-1, J-2}^{L, J} = \frac{Q(J-1)P(J-2)P(J-1)P(J)}{(J-1)J(2J-1)} H^2, \quad (2,1)$$

$$A_{L, J+2}^{L, J} = \frac{P(J+1)P(J+2)Q(J)Q(J+1)}{(J+1)(J+2)(2J+3)} G^2, \quad (2,2)$$

где

$$H = -e \sum_i \frac{1}{4} \sum_{\alpha''} [(\alpha SL | x_i | \alpha'' SL)(\alpha'' SL | y_i | \alpha' SL - 1) + (\alpha SL | x_i | \alpha'' SL - 1)(\alpha'' SL - 1 | y_i | \alpha' SL - 1)], \quad (2,3)$$

$$\begin{aligned} P(J) &= (J+L)(J+L+1) - S(S+1), \\ Q(J) &= S(S+1) - (J-L)(J-L+1), \end{aligned} \quad (2,4)$$

выражение φ аналогично H (см. ⁴).

Всех формул для вероятностей имеется 25, по числу возможных переходов $L \rightarrow L' = L, L \pm 1, L \pm 2$ и $J \rightarrow J' = J, J \pm 1, J \pm 2$. Легко заметить, что приведенные формулы удовлетворяют правилу отбора $J_1 + J_2 \geq 2$. Вероятности переходов $A_{L',J'}^{L,J}$ подчиняются следующим правилам сумм:

$$\sum_{J'} A_{L',J'}^{L,J} = A_{L'}^L; \quad (2,5)$$

$$\sum_{J'} g_{J'} A_{L',J'}^{L,J} = g_J \overline{A_{L'}^L}, \quad (2,6)$$

где $A_{L'}^L$ и $\overline{A_{L'}^L}$ не зависят от J ; $J' = J, J \pm 1, \pm 2$; $g_J = 2J+1$ — статистический вес подуровня с данным J . Правила (2,5) и (2,6) аналогичны как (1,13) — (1,15), так и известным правилам Орнштейна, Бургера и Доргело для дипольного электрического излучения. Формулы (2,4) — (2,5), в общем, неприменимы для интеркомбинационных переходов, а также для мультиплетов, вынужденных внешними полями. Расчеты показали⁵⁷, что в последних случаях отклонения от соотношений (2,4) — (2,5) тем незначительнее, чем меньше мультиплетные расщепления и чем больше квантовое число L . Формулы (2,4) — (2,5) подтверждены экспериментально на квадрупольных мультиплетах ${}^2S - {}^2D$ щелочных металлов⁵⁸ и

$$3d^6 4s {}^6D - 3d^5 4s {}^6S, \quad 3d^7 {}^4F - 3d^6 4s {}^4S, \quad \text{FeII}$$

в спектре звезды γ -Carinae⁵⁹, хотя последний мультиплет не был разрешен полностью. Остановимся несколько подробнее на первом из мультиплетов. Этот мультиплет, точнее, квадрупольный дублет $1^2S_1 - 3^2D_{3/2, 5/2}$ (*))

($\lambda 4642,17 \text{ \AA}$ KI; $\lambda 5165,35 \text{ \AA}$ RbI; $\lambda 6894,7 \text{ \AA}$ CsI **)) был исследован с помощью аномальной дисперсии в 1929 г. Прокофьевым⁵⁸. При этом был использован метод «крюков» Рождественского. Прокофьев не только показал, что отношение интенсивностей компонент дублета равно $\frac{2J+1}{2J'+1} = \frac{2}{3}$, но также впервые подтвердил экспериментально, что отношение вероятностей квадрупольных и соответствующих (т. е. занимающих приблизительно одинаковые места в спектральных сериях) дипольных электрических переходов имеет порядок 10^{-6} , как это и должно быть согласно теории. Так, например, для RbI вычисленное теоретически отношение $A_{1S}^{3D} : A_{1S}^{2P}$, где A_{1S}^{2P} — вероятность дипольного электрического перехода для первой линии разрешенной серии $1^2S_1 - 2^2P_{1/2}$, равно $2,9 \cdot 10^{-6}$, а полученное экспериментальным путем — $2,7 \cdot 10^{-6}$ ^{58,5}.

*) Числа 1, 3, 2 вводятся чисто условно (для нумерации термов).

**) Здесь приводятся первые линии из рассматриваемых дублетов.

Несколько позднее Блятоном⁶⁰⁻⁶² была разработана теория аномальной дисперсии для квадрупольного электрического излучения. В результате исследований оказалось, что величина $N-1$ (N — коэффициент преломления) в окрестности квадрупольной линии поглощения в четыре раза больше, чем в окрестности дипольной линии, обладающей той же самой вероятностью перехода и частотой.

Квадрупольные электрические линии обнаружены также в рентгеновских спектрах. К ним принадлежат, например, линии $K-M_{IV}$ в спектрах элементов с атомным номером $Z=20-50$, $56-58$, $73-79$, $82, 90$, линии $K-N_{IV,V}$ в спектрах элементов с $Z=39-50$, $56, 57$, $73-74$, $77-79$, линии $L_{III}-N_{VI,VII}$ в спектрах элементов с $Z=72-82$, $90, 92$ и другие⁶³.

Теоретически и экспериментально^{5, 58} была также исследована зависимость интенсивности квадрупольных электрических линий, образующих определенную спектральную серию, от главного квантового числа n . Поведение этих линий в рассматриваемом отношении совершенно отлично от поведения линий вынужденного излучения, зачастую подчиняющихся одинаковым с ними правилам отбора. Если интенсивность квадрупольных линий быстро уменьшается с возрастанием n , то интенсивность вынужденных линий вначале возрастает до некоторого n , а затем уже падает. Эта закономерность в поведении квадрупольных и вынужденных линий часто используется в эксперименте с целью их различения.

Из остальных закономерностей квадрупольного электрического излучения необходимо отметить небольшую ширину квадрупольных линий по сравнению с дипольными (вследствие большой продолжительности жизни метастабильных атомов Δt и соотношения $\Delta E \cdot \Delta t \gg \frac{h}{2\pi}$ где ΔE — ширина уровня) и другую, чем для дипольного, зависимость интенсивности от направления излучения. Так, например, максимум этой интенсивности приходится на угол $\alpha = 45^\circ$, а не на $\alpha = 90^\circ$ (α — угол между направлением излучения и осью мультиполя), как это имеет место для дипольного излучения.

Перейдем к рассмотрению магнитного дипольного излучения. Теории магнитного и электрического дипольных излучений обладают далеко идущими аналогиями как в классической, так и в квантовой областях. Например, формулы для напряженностей электрического и магнитного полей магнитного диполя (а также и для интенсивности) получаются из соответствующих формул для дипольного электрического излучения путем подстановки $\mathbf{E} \rightarrow \mathbf{H}$, $\mathbf{H} \rightarrow -\mathbf{E}$ и $\mathbf{D} \rightarrow \mathbf{M}$, где \mathbf{D} и \mathbf{M} — электрический и магнитный дипольные моменты. Формулы для относительных интенсивностей компонент как обычного мультиплета, так и мультиплета сверхтонкой структуры одинаковы для обоих вышеуказанных излучений. Имеется аналогия и между эффектами Зеемана для них. Как видно из таблицы I, данные о поляризационных свойствах магнитных дипольных линий получаются из соответствующих данных для дипольных электрических линий, если произведем замену $\pi \rightarrow \sigma$ и $\sigma \rightarrow \pi$.

Важнейшей отличительной особенностью магнитного дипольного излучения является тот факт, что возникновение его связано с существованием спина у электрона и с наличием у последнего различных гиромангнитных соотношений для орбитального и собственного магнитных моментов. Если бы спин отсутствовал или если бы вышеупомянутые гиромангнитные отношения были равны, то магнитный момент атома был бы пропорционален полному моменту импульса и вместе с ним был бы интегралом уравнений движения. Компоненты его выражались бы в квантовой теории диагональными матрицами и равнялись бы нулю при переходах.

Все магнитные дипольные линии можно разбить на три группы:

1) «чистые» линии, т. е. линии, подчиняющиеся правилам отбора для связи Рассела – Саундерса (с обязательным включением правила $J_1 + J_2 = 1$), так как только в этом случае они не будут в состоянии одновременно принадлежать квадрупольному электрическому излучению;

2) интеркомбинационные линии и

3) «практически» магнитные дипольные линии, т. е. линии, принадлежащие одновременно магнитному дипольному и электрическому квадрупольному излучениям, но с большим процентным содержанием первого по сравнению со вторым (об этих линиях мы будем еще говорить несколько позже).

Из первых двух групп более подробно изучена вторая. К ней принадлежат магнитные дипольные линии, часть которых упоминалась выше, а также ряд других, обнаруженных главным образом в спектрах небесных тел. Все они вследствие того, что возникают благодаря возмущению, характеризуются малыми вероятностями переходов (даже по сравнению с вероятностями «чистых» квадрупольных электрических переходов). Так, например, ² вероятность интеркомбинационного магнитного дипольного перехода $^1S_0 \rightarrow ^3P_1$, ОI равна $9 \cdot 10^{-2} \text{ сек}^{-1}$, а электрического квадрупольного $^1S_0 \rightarrow ^1D_2$, ОI — 2 сек^{-1} . С возрастанием атомного номера вероятности интеркомбинационных переходов возрастают (в частности, указанный $^1S_0 \rightarrow ^3P_1$ переход в случае свинца обладает уже вероятностью 50 сек^{-1}).

Линии первой группы, согласно Мрозовскому ², обычными спектроскопическими методами пока еще не обнаружены*). Они преимущественно возникают при переходе между компонентами как тонкой, так и сверхтонкой структуры одного и того же терма. Наиболее тщательному изучению были подвергнуты переходы между уровнями сверхтонкой структуры, принадлежащими основным состояниям атомов щелочных металлов. Эти уровни обусловлены магнитным взаимодействием между ядром, обладающим отличным от нуля спином, и внешними электронами.

Так как основное состояние характеризуется $J = \frac{1}{2}$, то уровни определяются квантовыми числами $F = I - \frac{1}{2}$ и $F = I + \frac{1}{2}$, где I — спин ядра.

Изучаемые переходы определяются правилом отбора $\Delta F = \pm 1$. Самым эффективным методом исследования этих переходов оказался метод магнитного резонанса. Эффективность использования последнего основана на следующих обстоятельствах ^{64–66}.

Уровни сверхтонкой структуры, как известно, очень мало отличаются друг от друга, и поэтому соответствующие их разностям боровские частоты крайне низки — порядка $1,5 \cdot 10^8 - 1,2 \cdot 10^{10} \text{ сек}^{-1}$, т. е. попадают в область радиочастот. Вследствие низких частот время жизни возбужденного уровня сверхтонкой структуры очень большое, и интенсивность соответствующих спонтанных магнитных дипольных линий настолько слаба, что непосредственное наблюдение их почти невозможно. Чтобы усилить эти линии, необходимо сократить время жизни хотя бы до 10^{-4} сек ⁶⁶. Такая возможность и создается внутри магнитно-резонансной установки при прохождении через нее пучка возбужденных атомов. Как известно, в указанной установке (см. рис. 1) действуют четыре магнитных поля: два отклоняющих H_A и H_B , одно постоянное H_C и одно осциллирующее H_ω , роль которых в общих чертах сводится к следующему. Магнитное осциллирующее поле H_ω , действуя на возбужденные

*) За исключением линий, отвечающих переходу $^3P_1 - ^3P_0$, наблюдаемых в спектре солнечной короны.

атомы, при соответствующей частоте и силе приводит к возникновению достаточно интенсивных вынужденных магнитных дипольных линий, которые можно наблюдать как в поглощении, так и в испускании. Наличие же постоянного поля обуславливает эффект Зеемана для этих линий. Испусканию или поглощению каждой из зеемановских компонент сопутствует изменение эффективного магнитного момента атома, а это изменение обнаруживается отклоняющими полями H_A и H_B . Необходимо отметить, что величина этого изменения в значительной степени зависит от поля H_C . Как показали исследования⁶⁶, при малых полях H_C вышеупомянутое изменение гораздо больше, чем при сильных*), хотя зеемановское расщепление ведет себя наоборот. Поэтому для разрешения рассматриваемых линий используются обычно слабые магнитные

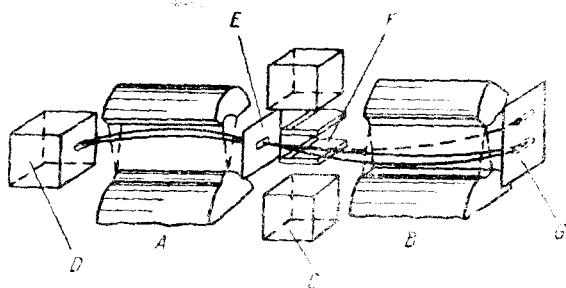


Рис. 1. Движение пучка атомов в магнитно-резонансной установке: D — нагреватель, E — щель, F — экран, A и B — электромагниты. (H_A и H_B — отклоняющие магнитные поля, H_C — постоянное магнитное поле.) F — высокочастотное поле H_m .

поля H_C (порядка нескольких сотых гаусса). Но зеемановскому расщеплению затем падают частоты $\Delta\nu$, отвечающие дипольным магнитным переходам между уровнями сверхтонкой структуры основного состояния атома.

В качестве примера приведем данные эксперимента, выполненного описанным выше методом в случае лития. Использованы были поля H_C напряженностью от 0,25 до 1,5 гауссов для атомов Li^6 ; 0,15 и 3500 гауссов для

атомов Li^7 . В последнем случае исследованы были только зеемановские компоненты, отвечающие правилам отбора $\Delta F = 0$, $\Delta M = \pm 1$, где M — магнитное квантовое число. Результаты измерений $\Delta\nu$ для различных полей совпали и равны: $(228,28 \pm 0,01) \cdot 10^6 \text{ сек}^{-1}$ и $(803,54 \pm 0,04) \cdot 10^6 \text{ сек}^{-1}$ для Li^6 и Li^7 соответственно. Но измеренным $\Delta\nu$ найдено отношение магнитных моментов для обоих изотопов, совпадающее с результатом, полученным с помощью ядерных резонансных кривых⁶⁵⁻⁶⁸.

Результаты измерений $\Delta\nu$ для остальных щелочных металлов (и, кроме того, для индия) приведены в таблице II. В третьей колонке дается $\Delta\nu$ в волновых числах. Погрешность измерений, как видно из таблицы, довольно мала — около 0,01%⁶⁹.

С очень большой точностью измерено $\Delta\nu$ для водорода и дейтерия, о чем можно судить по следующим данным⁶⁹:

$$\Delta\nu(HI) = (1420,40573 \pm 0,00005) \cdot 10^6 \text{ сек}^{-1}. \quad (2,7)$$

$$\Delta\nu(DI) = (327,384302 \pm 0,000030) \cdot 10^6 \text{ сек}^{-1}. \quad (2,8)$$

Линии с частотами (2,7) и (2,8) обнаружены в радиоспектре межзвездного газа.

В последнее время методом магнитного резонанса исследуются и сверхтонкая структура возбужденных состояний атомов водорода и щелочных металлов. Результаты исследований используются для определения электрических квадрупольных моментов ядер⁷⁰⁻⁷¹.

*) Если только эффективный магнитный момент не меняет знака при переходе.

Большое число запрещенных линий (в частности, и выше упомянутые «практически» магнитные дипольные линии) принадлежат квадрупольному электрическому и магнитному дипольному излучениям одновременно, т. е. относятся к так называемому смешанному излучению. Примерами могут служить линии, отвечающие переходам $^1D \rightarrow ^3P$, $^3P_2 \rightarrow ^3P_1$ в случае конфигурации p^2 ; $^2P \rightarrow ^2D$, $^2P \rightarrow ^4S$ и $^2D \rightarrow ^4S$ в случае конфигурации p^3 и другие. Смешанный их характер, а также и относительный вклад, вносимый каждым из излучений второго класса в интенсивность любой запрещенной линии, принадлежащей конфигурациям p^2 , p^3 и p^4 , установлен в работе⁸. Вероятности обоих мультипольных переходов второго класса выражены в зависимости от известного (протабулированного для атомов различных элементов) параметра χ (см. выше) и неизвестного радиального интеграла (1,3). Так, например, соответствующие силы линий в случае перехода $^1D_2 \rightarrow ^3P_1$ при малом отклонении от связей Рассела — Саундерса равны:

Таблица II

Атом	$\Delta\nu \cdot 10^{-6} \text{ сек}^{-1}$	$\Delta\nu \text{ (в см}^{-1}\text{)}$
Na ²³	1771,75 ± 0,01	0,059102
K ³⁹	461,75 ± 0,02	0,015403
K ⁴⁰	1285,7 ± 0,01	0,042887
K ⁴¹	254,02 ± 0,01	0,008474
Rb ⁸⁵	3035,7 ± 0,01	0,10127
Rb ⁸⁷	6834,1 ± 0,01	0,22797
Jn ¹¹³	11387,0 ± 4	0,3799
Jn ¹¹⁵	114139,0 ± 3	0,3807
Cs ¹¹³	9192,6 ± 0,5	0,30665

$$S_m(^1D'_2, ^3P_1) = \frac{125}{144} \chi^2 \left(1 + \frac{5}{6} \chi - \frac{25}{48} \chi^2 + \dots \right), \quad (2,9)$$

$$S_q(^1D'_2, ^3P_1) = \frac{125}{16} s_q^2 \chi^2 \left(1 + \frac{5}{6} \chi + \dots \right), \quad (2,10)$$

где s_q — указанный радиальный интеграл. Из (2,9) — (2,10) видно, что для нахождения относительных вероятностей мультипольных переходов нужно знать интеграл s_q . Вычислить последний очень трудно, так как распределение электронной плотности во внешней части атома с достаточной точностью неизвестно. Пастернак¹⁶ произвел лишь оценки этого интеграла для легких атомов, используя приближенные методы расчета (поля Хартри — Фока, водородоподобные волновые функции с константами экранирования). Более точными, особенно для тяжелых атомов, являются все же значения s_q , полученные полуэмпирическим путем. Из отношения интенсивностей двух линий, берущих начало из одного и того же возбужденного уровня, можно найти сперва отношение вероятностей для магнитного дипольного и электрического квадрупольного переходов, а затем, сравнивая это отношение с теоретическим, полученным с помощью выражений типа (2,9) и (2,10) (для различных линий), можно определить и s_q . Проверка расчета (а также и указанных выше соотношений) может быть произведена таким же способом и на других линиях, берущих начало также из одного и того же уровня.

Изложенный выше способ определения s_q , а затем использования его для нахождения процентного состава излучения пока применен для случая атома PbI. На основании измерения отношения интенсивностей линий $\lambda 4618 \text{ \AA}$, $^1S_0 - ^3P_1$ и $\lambda 5313 \text{ \AA}$, $^1S_0 - ^3P_2$ атома свинца и формула типа (2,7) — (2,8) получено² $s_q^2 = 240$. Затем по известному значению s_q и соотношениям (2,9) — (2,10) было теоретически определено процентное содержание электрического квадрупольного излучения в смешанной линии $\lambda 7330 \text{ \AA}$ $^1D_2 - ^3P_1$, PbI, равное около 6%. Непосредственное

же измерение интенсивностей квадрупольных электрических и дипольных магнитных зеемановских компонент линии $\lambda 7330\text{\AA}$ дает для процентного содержания квадрупольного электрического излучения значение 2,2%. Согласно Мрозовскому² второй результат более достоверен, первый же сомнителен и требует повторения экспериментов. В работе² приводятся примеры запрещенных мультиплетов атомов TeI, OI и BiI, особенно пригодных для проведения опытов по определению s_q .

Самым мощным методом исследования смешанного мультипольного излучения оказался эффект Зеемана. Теория эффекта Зеемана смешанных мультипольных линий построена в работах^{8,48}. Важнейшим результатом этой теории является вывод о наличии между электрическим квадрупольным и магнитным дипольным излучениями интерференционного эффекта. Вычисленные теоретически интенсивности зеемановских компонент, исходящих из правил отбора $\Delta m = \pm 1$, состоят из трех частей: две из них соответствуют вероятностям чистых магнитных дипольных и электрических квадрупольных переходов, последняя же представляет результат интерференции соответствующих излучений. Расчет показывает, что наличие этих интерференционных членов не сказывается на полной вероятности перехода между двумя уровнями, а лишь приводит к изменению углового распределения излучения. Установлена также зависимость интерференционных членов от процентного состава смешанного излучения. Так, например, если отношение интенсивностей зеемановских π -компонент для «чистого» дипольного магнитного триплета равно, согласно правилу интенсивностей, $6:3:1$, то при наличии некоторого процента квадрупольного электрического излучения указанное отношение будет равно в поперечном эффекте $(6-2x):(3+x):(1-x)$, а в продольном $(6+2x):(3-x):(1-x)$, где x — интерференционная поправка, пропорциональная корню квадратному из процентного содержания квадрупольного электрического излучения. В частности, для линии $\lambda 7330\text{\AA}$ величина x равна $0,6^2$.

Интерференционный эффект был пока обнаружен лишь в одном случае — при наблюдении поперечного эффекта Зеемана смешанной линии $\lambda 7330\text{\AA}$, $^1D_2 \rightarrow ^3P_1$, RbI⁵³. Измерялись интенсивности отдельных π -компонент, и результаты измерений сравнивались со значениями этих интенсивностей, вычисленными на основании работы⁴⁸. Учет интерференционных поправок, а также сверхтонкой структуры линии, возникающей вследствие наличия нечетного изотопа Rb²⁰⁷, оказался весьма существенным для получения хорошего совпадения теоретических результатов с экспериментальными.

Из остальных исследований смешанного мультипольного излучения второго класса можно упомянуть об установлении почти чисто электрического квадрупольного характера перехода $^2D \rightarrow ^4S$, NI⁷⁵⁻⁷⁶ и почти чисто магнитного дипольного характера перехода $^2P \rightarrow ^4S$, NI², а также об оценке процентного состава излучений в известных небулярных линиях — $\lambda 4959\text{\AA}$, $^1D_2 \rightarrow ^3P_1$ и $\lambda 5007\text{\AA}$, $^1D_2 \rightarrow ^3P_2$ OIII⁷⁷. Из-за малого процентного содержания квадрупольного электрического излучения (0,1%) последние можно считать практически магнитными дипольными линиями. Однако процентный состав излучений определен далеко не у всех линий рассматриваемого типа, и понадобится немало работ для решения этого вопроса.

В заключение настоящего параграфа рассмотрим еще вопрос об обнаружении мультипольного излучения третьего класса в атомных спектрах. В оптической области линии этого излучения пока не наблюдались, обнаружение же их в рентгеновских спектрах считается сомнительным⁷⁸. Причина, почему наблюдение магнитных квадрупольных и электрических октупольных линий затруднено, заключается в следующем.

Как было уже упомянуто, вероятности мультипольных переходов 3-го класса очень малы, даже по сравнению с мультипольными переходами 2-го класса. Для λ 4580 Å они соответственно равны ⁷⁸:

$$A'_m = 10^{-4} \text{ сек}^{-1}, \quad (2,11)$$

$$A'_q = 4 \cdot 10^{-7} \text{ сек}^{-1}. \quad (2,12)$$

Следовательно, интервал времени между двумя последующими возмущениями атома (например, между различными соударениями его с другими атомами) должен равняться нескольким часам (A'_m) или даже быть больше месяца (A'_q), чтобы атом смог отдать свою энергию в возбуждения путем испускания фотона. Кроме того, необходимо отметить, что рассматриваемые линии подчиняются такому же правилу Лапорта, что и дипольные электрические, и так же, как и последние, возникают в переходах между состояниями, принадлежащими различным электронным конфигурациям. Если еще и остальные правила отбора совпадают, что в случае $|J - J'| \leq 1$ вполне возможно, то оба типа линий испускаются одновременно, причем магнитные квадрупольные и электрические октупольные линии, как гораздо менее интенсивные, настолько полно маскируются электрическими дипольными, что обнаружить их невозможно. Правда, между компонентами рассматриваемых мультиплетов могут существовать и такие, которые, удовлетворяя правилам отбора $2 \leq |L - L'| \leq 3$, не подвергаются указанной маскировке, но они гораздо слабее предыдущих ⁷⁸. Из всего изложенного выше вытекает, что рассматриваемые линии можно было бы наблюдать лишь в условиях газовых туманностей и только в том случае, если бы имелись у атомов такие метастабильные и более низкие уровни, между которыми могли бы произойти лишь мультипольные периоды 3-го класса. Как показали исследования ⁷⁸, такие случаи чрезвычайно редки.

Все, сказанное в отношении наблюдаемости мультипольных линий 3-го класса, будет верным и для мультипольных линий высших классов.

§ 3. ЗАПРЕЩЕННЫЕ ЛИНИИ В СПЕКТРАХ НЕБЕСНЫХ ТЕЛ

Запрещенные линии обнаружены в спектрах планетарных туманностей, солнечной короны, новых и пекулярных звезд и других небесных тел. Диапазон длин волн, доступный астрономическому наблюдению, лежит в пределах 3000—10 000 Å*). Хотя запрещенные линии были открыты уже давно (еще в 80-х годах прошлого столетия), тем не менее вследствие чрезвычайной трудности их получения в лабораторных условиях (см. ²) отождествление этих линий шло медленно. Даже до настоящего времени в спектре солнечной короны и других небесных тел имеются неотожествленные линии.

Метод отождествления прост по замыслу, но нелегок по выполнению. Волновое число исследуемой линии сравнивается с разностью каких-либо термов атома предполагаемого элемента, термы же берутся из предварительного тщательного анализа спектра этого элемента. Если в результате сравнения эти величины совпадают, то тем самым устанавливается как принадлежность исследуемой линии к какому-то определенному элементу, так и переход между уровнями, которому она соответствует. В случае отсутствия полного спектрального анализа атомов или ионов какого-то элемента термы их определяются путем экстраполирования или интерполирования из атомных спектров других элементов, обладающих одинаковой с ним спектральной структурой. Правильность отождествления, как мы

*) Если не считать спектра радиоизлучения, исследуемого в последнее время (см. ниже).

видим из вышесказанного, в громадной мере зависит от точного определения длины волны исследуемой линии и термов различных атомов или ионов. В результате отождествления оказалось, что почти все запрещенные линии в спектрах небесных тел принадлежат к спонтанному мультипольному излучению 2-го класса (т. е. к магнитному дипольному и квадрупольному электрическому излучениям) как нейтральных, так и ионизованных атомов различных элементов.

Наиболее интенсивны запрещенные линии в спектрах планетарных туманностей. Этому способствуют господствующие там физические условия. Плотность вещества в туманностях чрезвычайно мала (порядка $10^{-18} \frac{г}{см^3}$), температура сравнительно невысока (около $10\,000^\circ K$), что приводит к малому среднему промежутку времени между столкновениями, равному минуте, и к малой плотности излучения, равной 10^{-6} — 10^{-8} плотностей излучения, имеющейся на поверхности Солнца. Следовательно, ни столкновения, ни поле излучения почти не мешают метастабильным атомам спонтанно переходить на более низкие уровни, и интенсивность запрещенных линий, как видно из формул (1,11)—(1,12), главным образом определяется количеством этих атомов. Так как последнее в туманностях велико, то и интенсивность запрещенных линий значительна. Процесс же накопления метастабильных атомов зависит от механизма их возбуждения.

Астрофизиками довольно подробно разработана теория свечения туманностей, согласно которой существуют три механизма возбуждения спектральных линий: 1) фотоионизация с последующей рекомбинацией, 2) флуоресценция и 3) возбуждение электронным ударом. Во всех трех случаях свечение туманностей происходит за счет световой энергии их центральных звезд.

Считается, что запрещенные линии вряд ли возбуждаются первым из перечисленных механизмов. Предположение об обратном приводит в случае ионизованных атомов, как OIII, NII и др., к заключениям, противоречащим данным наблюдений. Покажем это на примере известных небулярных линий $\lambda 5007\text{Å}$, $\lambda 4959\text{Å}$ OIII. Допустим, что они возбуждаются рекомбинационным механизмом, т. е. атомы OIII вначале ионизируются, затем захватывают свободные электроны и путем каскадных разрешенных переходов попадают в метастабильные состояния, откуда уже переходят на более низкие уровни с испусканием запрещенных линий. Тогда, вследствие того, что потенциалы ионизации OIII и HeII ($54,5\text{ эв}$ и $54,2\text{ эв}$) почти одинаковы⁸⁰, оба эти атома поглощают энергию звезды в одной и той же области спектра, и линии OIII и HeII должны быть примерно одинаковой интенсивности. На самом же деле линии OIII гораздо интенсивнее линий HeII.

Процесс накопления метастабильных атомов (а, значит, и возбуждения запрещенных линий) путем остальных двух механизмов впервые был рассмотрен теоретически Амбарцумяном⁸¹. Он показал, что если возбуждение атомов на метастабильные уровни вызывается только излучением, то для накопления метастабильных атомов необходимо выполнение условия

$$\omega \ll \frac{A_{21}}{A_{23}}, \quad (3,1)$$

где ω —отношение спектральных плотностей излучений туманности и ее центральной звезды. A_{21} —вероятность испускания запрещенной линии, A_{23} —вероятность перехода атома на более высокий уровень; значок 2 обозначает метастабильный уровень, значки 1 и 3 обозначают уровни соответственно ниже и выше метастабильного. Вследствие малости $\omega = 10^{-13}$

условие (3,1) в планетарных туманностях обычно выполняется (за исключением лишь тех случаев, когда время жизни метастабильного уровня чрезвычайно велико; например, в случае уровня 2^3S атома гелия). Если же возбуждение атомов происходит путем соударения со свободными электронами (электроны обычно возникают при фотоионизации атомов водорода), то для накопления метастабильных состояний необходимо выполнение неравенства

$$a_{21} \ll A_{21}, \quad (3,2)$$

где a_{21} — вероятность соударения 2-го рода метастабильного атома с электроном, а A_{21} — вероятность спонтанного перехода. Это имеет место в туманностях, как видно из рассмотрения существующих физических условий.

Позднейшие расчеты показали ⁸² на примере ОИП, что эффективность ударного возбуждения запрещенных линий необходима для выполнения еще одного условия, а именно:

$$N_e > 4 \cdot 10^2, \quad (3,3)$$

где N_e — плотность свободных электронов. И это неравенство также выполняется в туманностях, так как согласно оценкам электронной плотности, произведенных различными методами ¹¹, N_e по порядку величины равно $10^3 \div 10^4$.

Следует отметить, что неравенства (3,1) — (3,3) имеют место и в остальных небесных телах, спектр которых содержит запрещенные линии, несмотря на то, что физические условия на них несколько отличаются от физических условий в планетарных туманностях.

Преобладает мнение, что ударное возбуждение запрещенных линий эффективнее флуоресцентного. Этому способствуют низкие энергии возбуждения (порядка $1 \div 10$ эв) большинства метастабильных уровней, сравнимые по величине с кинетическими энергиями свободных электронов. В самом деле, электронные температуры различных планетарных туманностей лежат, примерно, в пределах $6000 - 10\,000$ °K¹⁰, что соответствует средним кинетическим энергиям электронов порядка $1 - 1,5$ эв.

Число электронных ударов F_{12} , переводящих атомы из нормального состояния 1 в возбужденное 2, при максвелловском распределении электронов по скоростям согласно теории столкновений равно ⁸²:

$$F_{12} = 8,54 \cdot 10^{-6} \frac{N_1 N_e}{T_e^{\frac{1}{2}}} \frac{\Omega(1,2)}{2J_1 + 1} e^{\frac{-h\omega_{21}}{kT_e}}, \quad (3,4)$$

где N_1 — число атомов в состоянии 1, T_e и N_e — соответственно температура и плотность свободных электронов, $2J_1 + 1$ — статический вес состояния 1, $h\omega_{21}$ — энергия возбуждения, $\Omega(1,2)$ — так называемая сила удара (аналог силы линии), связанная с эффективным сечением $\sigma(1,2)$ столкновения между атомом и электроном, масса которого m и скорость v , соотношением

$$\sigma(1,2) = \frac{1}{2J_1 + 1} \frac{h^2}{4\pi m^2 v^2} \Omega(1,2). \quad (3,5)$$

Число ударов второго рода F_{21} , переводящих возбужденные атомы назад в нормальное состояние, рассчитывается по формуле

$$F_{21} = 8,54 \cdot 10^{-6} \frac{N_2 N_e}{T_e^{\frac{1}{2}}} \frac{\Omega(1,2)}{2J_2 + 1} \quad (3,6)$$

и составляет в условиях туманностей лишь несколько процентов от числа оптических переходов ¹⁰.

При наличии у атома нескольких метастабильных уровней можно, пользуясь условием статистического равновесия, определить теоретически их относительную заселенность, а следовательно, и отношение интенсивностей соответствующих запрещенных линий. Так, например, для случая двух метастабильных уровней 2 и 3, причем $E_3 > E_2$ условие статистического равновесия дает ¹⁰:

$$F_{13} + F_{23} = N_3(A_{31} + A_{32}) + F_{31} + F_{32}, \quad (3,7)$$

$$F_{12} + F_{32} + N_3 A_{32} = N_2 A_{21} + F_{21} + F_{23}, \quad (3,8)$$

где A_{21} , ... вероятности соответствующих оптических переходов. Левые части уравнений (3,7) и (3,8) представляют числа переходов, увеличивающих заселенность уровней 3 и 2 соответственно, а правые — числа переходов, уменьшающих эту заселенность. Подставляя в уравнения (3,7) — (3,8) значения величин F и A и исключая из них N_1 , можно найти отношение $\frac{N_3}{N_2}$ — относительную заселенность уровней 3 и 2, а также

и $\frac{N_2 A_{21} h \omega_{21}}{N_3 A_{32} h \omega_{32}}$ — относительную интенсивность линий 1—2 и 2—3.

Изложенная выше теория ударного возбуждения пока что полностью проверена лишь для запрещенных линий ОIII, относящихся к наиболее интенсивным линиям в спектрах туманностей. Согласно Амбарцумяну ⁸⁰ отношение общей интенсивности известных небулярных линий $N_1(\lambda 4958, 93\text{\AA}, {}^3P_1 - {}^1D_2, \text{OIII})$ и $N_2(\lambda 5006, 86\text{\AA}, {}^3P_2 - {}^1D_2, \text{OIII})$ к интенсивности авроральной линии $\lambda 4363, 19\text{\AA}, {}^1D_2 - {}^1S_0, \text{OIII}$ равно:

$$\frac{I_{N_1} + I_{N_2}}{I_{\lambda 4363}} = 4,5e^{\frac{33000}{T_e}}, \quad (3,9)$$

где T_e — электронная температура.

Формула (3,9) оказалась в удовлетворительном согласии с данными наблюдений. Разработанная теория запрещенных линий ОIII позволила в дальнейшем определить по их абсолютным интенсивностям и температуре центральной звезды и обилие ОIII в туманностях ¹².

Из соотношений (3,4) — (3,9) видно, какую большую роль для изложенной теории играет степень точности определения численных значений параметров Ω и вероятностей переходов A . Так как экспериментально определить эти величины чрезвычайно трудно, о чем уже упоминалось, то их находят пока чисто теоретически — путем использования методов квантовой механики. Вычислению параметров Ω , a , значит, и эффективных сечений для электронного возбуждения запрещенных линий различных атомов и ионов, посвящены работы Хэбба и Мензела (ОIII), Аллера (ОII) и других авторов ^{82, 83–85}. Расчеты производились на основе квантовой теории столкновений ^{79, 86}, причем использовались метод парциальных сечений с одновременной аналитической аппроксимацией волновых функций по способу Слэтера ⁸², метод Хартри—Фока и другие. Наиболее точные значения величин σ и Ω для запрещенных переходов различных ионов (NII, OII, OIII, NeIII) были получены Ситоном методом Хартри—Фока ⁸⁵. Но и в этом наиболее точном расчете возможные ошибки достигают $\pm 40\%$ (для абсолютных значений σ и Ω). Ситон также произвел оценки соответствующих параметров Ω и для ионов FIV, NeV, FIII, NeIV, NaV, FII, NaIV, MgV (с точностью до множителя, равного 2). В таблице III приведены значения Ω из работы Ситона для переходов различных ионов с нормального уровня 3P (уровень 1) на метастабиль-

Таблица III

$q=2$	$\Omega(1,2)$	$\Omega(1,3)$	$q=3$	$\Omega(1,2)$	$\Omega(1,3)$	$q=4$	$\Omega(1,2)$	$\Omega(1,3)$
NI	2,39	0,223	OII	1,44	0,218	FI	0,95	0,057
OIII	1,73	0,195	FI	1,00	0,221	NeIII	0,76	0,077
FIV	1,21	0,172	NeIV	0,68	0,234	NaIV	0,61	0,092
NeV	0,84	0,157	NaV	0,43	0,255	MgV	0,54	0,112

ные уровни 1D и 1S (уровни 2 и 3) конфигурации np^q ($q=2$ и $q=4$), а также с нормального уровня 4S (уровень 1) на метастабильные уровни 2D и 2P (уровни 2 и 3) конфигурации np^q ($q=3$). Численные значения Ω , полученные путем оценки, набраны жирным шрифтом.

Если известно Ω , то эффективные сечения σ рассчитываются по формуле (3,5). В тех случаях, когда кинетическая энергия ударяющего электрона сравнима с энергией возбуждения атома или иона, эти сечения оказались значительными—в 10—100 раз больше газокинетических.

Мы уже упоминали о большом значении знания как относительных, так и абсолютных вероятностей запрещенных переходов для линий, представляющих астрофизический интерес. Расчеты вероятностей, главным образом, базируются на работе Шортли, Аллера, Бекера и Мензела⁸. Точность результатов вычислений в большой мере зависит от степени точности наших сведений о волновых функциях сложных атомов, т. е. от того, насколько полно учитываются внутриатомные взаимодействия различного типа (спин-спиновое, спин-орбитальное, межконфигурационное). В качестве примера в таблице IV приведены результаты наиболее

Таблица IV

	CI	NI	OIII	FIV
$A_m(^1D_2, ^3P_2)$	0,0318	0,0027	0,0195	0,0937
$A_q(^1D_2, ^3P_2)$	0,0315	0,0414	0,0451	0,03161
$A_m(^1D_2, ^3P_1)$	0,0460	0,0292	0,0066	0,034
$A_q(^1D_2, ^3P_1)$	0,0221	0,03176	0,0378	0,026
$A_q(^1D_2, ^3P_0)$	0,0732	0,0330	0,0314	0,0347
$A_q(^1S_0, ^1D_2)$	0,62	1,350	2,00	2,60
$A_m(^1S_0, ^3P_1)$	0,002	0,030	0,214	0,94
$A_q(^1S_0, ^3P_2)$	0,0423	0,0316	0,0389	0,0028

точного (в настоящее время) расчета вероятностей переходов, принадлежащих конфигурации $1s^22s^22p^2$, для изoeлектронного ряда CI, NI, OIII и FIV⁸⁷. Расчет произведен с помощью уточненных волновых функций с учетом корреляции электронов, причем функции находились вариационным методом, который представляет собой дальнейшую разработку метода, описанного в работе⁸⁸. Как видно из табл. IV, в вероятностях смешанных мультипольных переходов $^1D_2 \rightarrow ^3P_1$ и $^1D_2 \rightarrow ^3P_2$ магнитная дипольная часть значительно превалирует над электрической квадрупольной.

Учет различных взаимодействий между электронами приводит к существенному уточнению не только вероятностей запрещенных переходов, но и энергетических уровней атомов⁸⁹⁻⁹⁰, способствуя тем самым лучшему отождествлению линий. В частности, в работах⁹¹⁻⁹² показано, что учет межконфигурационного взаимодействия позволяет устранить некоторые неточности в отождествлении корональных линий CaXV.

Лэйзер⁹¹ в 1954 г. установил, что для высокоионизованных атомов наиболее сильно взаимодействуют конфигурации, обладающие одинаковыми последовательностями главных квантовых чисел и одинаковой четностью. В работе же Гарстанга⁹² получены общие формулы для сил линий, отвечающих всем возможным запрещенным переходам между уровнями, принадлежащими конфигурации $1s^2 2s^2 2p^2$ с учетом возмущающего влияния конфигурации $1s^2 2p^4$. На основе анализа этих формул и соответствующих формул из работы⁸ Гарстанг доказал, что если в формулах для сил линий, выведенных при пренебрежении межконфигурационным взаимодействием, использовать вместо теоретических значений термов их экспериментальные значения, то большая часть межконфигурационного взаимодействия будет, тем не менее, учтена. Это утверждение иллюстрируется на примере подробных расчетов для CaXV. Кроме того, в работе⁹² получены формулы для вероятностей перехода между термами конфигурации $1s^2 2s^2 2p^4$ с учетом взаимодействия ее с конфигурацией $1s^2 2p^6$. Указанное взаимодействие делает возможным следующие двухэлектронные межконфигурационные переходы:

$$2p^6 1S_0 - 2s^2 2p^4 3P_1, 2p^6 1S_0 - 2s^2 2p^4 3P_2 \text{ и } 2p^6 1S_0 - 2s^2 2p^4 1D_2 *).$$

Перейдем к краткому рассмотрению отдельных запрещенных линий, исходя из характера метастабильных состояний атомов с различными электронными системами. Зная точные значения разностей между метастабильными и основным уровнями различных атомов, можно предсказать все возможные запрещенные линии.

Одноэлектронные системы (HI, HeII, LiII и т. д.). Эти системы обладают одним метастабильным состоянием — $2s^2 S_{\frac{1}{2}}^{**}$). Долгое время согласно теории Дирака считалось, что уровень $2s^2 S_{\frac{1}{2}}$ совпадает с уровнем $2p^2 P_{\frac{1}{2}}$. В 1947 г. методом магнитного резонанса было установлено смещение этих уровней по отношению друг к другу на $1062 \pm 5 \text{ мэгц}$ ⁹⁴. Смещение затем было объяснено квантовой электродинамикой⁹⁵. Расчеты показали⁹⁶, что переход $2s^2 S_{\frac{1}{2}} \rightarrow 1s^2 S_{\frac{1}{2}}$ может сопровождаться испусканием одного или двух квантов, причем двухквантовый переход почти в 10^8 раз вероятнее одноквантового. Время жизни атома в метастабильном состоянии $2s^2 S_{\frac{1}{2}}$ равно 0,14 сек. Ни одноквантовый, ни двухквантовый переходы не были обнаружены в спектрах небесных тел.

Двухэлектронные системы (HeI, LiII, BeIII и т. д.). Метастабильными состояниями являются $1s2s^1 S$ и $1s2s^3 S$. Запрещенные переходы: $1s2s^1 S \rightarrow 1s^2 1S$ и $1s2s^3 S \rightarrow 1s^2 1S$. Вследствие строгого соблюдения нормальности связей у атома гелия спонтанный переход $1s2s^3 S \rightarrow 1s^2 1S$ как однофотонный, так и двухфотонный, очень мало вероятен. Поэтому переход с уровня $3S$ на $1S$ осуществляется главным образом соударениями. Переходы же $1s2s^1 S \rightarrow 1s^2 1S$ значительно более вероятны, особенно если они сопровождаются испусканием двух фотонов. Считается, что такой двухфотонный переход имеет место в туманностях¹³.

*) О двухэлектронных переходах см. ⁹³.

**) Метастабильные состояния, возникающие вследствие расщепления уровней на подуровни сверхтонкой структуры, мы не учитываем. Переходы между подуровнями сверхтонкой структуры рассмотрены выше.

Трехэлектронные системы (LiI, BeII, BIII и т. д.) не обладают метастабильными уровнями.

Четырехэлектронные системы (BeI, BII, CIII, NIV и т. д.). Основными метастабильными состояниями являются $2s2p^3P_0$ и $2s2p^3P_2$. С большой степенью приближения можно считать метастабильным и уровень $2s2p^3P_1$, особенно для легких элементов, так как вероятность дипольного перехода $2s2p^3P_1 \rightarrow 2s^21S$ для них, ввиду наличия почти чистой нормальной связи, очень мала — порядка вероятностей обычных запрещенных переходов. Линии $1S - 3P$ лишь для BeI лежат в области, доступной наблюдению, и соответствуют длинам волн, заключенным в пределах $\lambda 4548 \pm 5 \text{ \AA}$.

Пятиэлектронные системы (BII, CIII, NIII, OIV и т. д.). Имеются два метастабильных состояния: $2s^22p^2P_{1/2}$ и $2s2p^24P$. Метастабильность последнего объясняется малой вероятностью интеркомбинационных переходов. Переходы $2s2p^24P \rightarrow 2s^22p^2P_{1/2}$ астрономически наблюдаемы лишь для BI (соответствующие длины волн равны $3300 \pm 300 \text{ \AA}$). Переход $2s^22p^2P_{3/2} \rightarrow 2s^22p^2P_{1/2}$ для вышеуказанных атомов лежит в далекой инфракрасной области, но с увеличением порядкового номера элементов медленно передвигается в сторону длин волн, доступных астрономическому наблюдению. Только для AgXIV он был обнаружен в спектре солнечной короны ($\lambda 4412 \text{ \AA}$ *)⁹⁷.

Шестиэлектронные системы (CI, NII, OIII, FIV, NeV и т. д.). Основное состояние — $3P_0$, метастабильные — $3P_1$, $3P_2$, $1D_2$, $1S_0$. Все они принадлежат конфигурации $2s^22p^2$. В значительной степени можно считать также метастабильным и уровень $2s2p^35S$, так как интеркомбинационные переходы $3P - 5S$, $1D - 5S$ и $1S - 5S$ маловероятны. Только линии $3P - 5S$ могут быть замечены в условиях туманностей, и лишь для CI они находятся в наблюдаемой области спектра. Что же касается переходов между термами $3P_0$, $3P_1$ и $3P_2$, то два из них обнаружено у высокоионизированных атомов CaXV. Это корональные линии $\lambda 5694,42 \text{ \AA}$, $3P_1 \rightarrow 3P_0$, $\lambda 5446 \text{ \AA}$, $3P_2 \rightarrow 3P_1$ **).

Как показали расчеты, вероятность запрещенного перехода $1S \rightarrow 3P_0$ равна нулю, а вероятности переходов $1D_2 \rightarrow 3P_0$ и $1S \rightarrow 3P_2$ малы (в 1000 раз меньше вероятности перехода $1S \rightarrow 3P_1$)¹. Следовательно, основными запрещенными линиями будут: $3P_1 - 1D_2$, $3P_2 - 1D_2$, $1D_2 - 1S_0$ и $3P_1 - 1S_0$. Существует исторически обусловленная терминология этих запрещенных линий. Первые две линии названы небулярными, так как линии такого типа наиболее интенсивны в туманностях, третья — авроральной, так как наиболее яркая линия в спектрах полярных сияний и ночного неба возникает при переходе $1S_0 \rightarrow 1D_2$. Линии, возникающие при переходах $S^1 \rightarrow 3P$, названы трансавроральными.

Результаты отождествления рассматриваемых линий для различных элементов по данным Боуэна^{1,99} приведены в таблице V. В 4—6 столбцах помещены данные потенциалов возбуждения метастабильных уровней $1D$ и $1S$ в сравнении с данными самых низких потенциалов неметастабильных уровней. Все они значительно ниже последних.

*) Ранее считалось, что переходу $2P_{3/2} \rightarrow 2P_{1/2}$ соответствует корональная линия $\lambda 4359 \text{ \AA}$. Исправление сделано Эдленом в 1954 г.⁹⁷.

**) Это отождествление считалось⁹⁷⁻⁹⁸ спорным (см. ниже).

вероятность перехода $^1S_0 \rightarrow ^1D_2$ гораздо больше вероятностей переходов $^1D_2 \rightarrow ^3P$ (см. табл. IV)*), то авроральная линия будет интенсивнее небулярной. Наши выводы можно обобщить на все запрещенные линии типа $P-D$ и $D-S$, принадлежащие конфигурациям p^2 и p^4 , а также на линии типа $S-D$ и $D-P$ конфигурации p^3 , так как метастабильные состояния D характеризуются гораздо более низкими потенциалами возбуждения и большой продолжительностью жизни по сравнению с состояниями S и P .

Семиэлектронные системы (NI, OII, FIII, NeIV, NaV, MgVI и т. д.). Метастабильными состояниями, принадлежащими основной конфигурации s^2p^3 , являются $^2D_{5/2}$, $^2D_{3/2}$, $^2P_{1/2}$ и $^2P_{3/2}$. Стабильный уровень 4S . Наблюдаемые запрещенные мультиплеты $^4S - ^2D$ и $^2D - ^2P$ приведены в таблице VI по Боуэну^{1,99}.

Таблица VI

		$^4S - ^2D_{3/2}$	$^4S - D_{5/2}$	$^2D_{5/2} - ^2P_{3/2}$	$^2D_{5/2} - ^2P_{1/2}$	$^2D_{3/2} - ^2P_{3/2}$	$^2D_{3/2} - ^2P_{1/2}$
NI	Вычисл.	5198,5	5200,7	10397,8		10407,3	
	Наблюд.	5197,94	5200,41			7318,6	7319,4
OII	Вычисл.	3726,2	3729,1 \pm 1				
	Наблюд.	3726,04 \pm $\pm 0,02$	3728,80 \pm $\pm 0,03$	7319,92 $\pm 0,08$		7330,19 $\pm 0,06$	
NeIV	Наблюд.			4714,25 \pm $\pm 0,03$	4715,61 \pm $\pm 0,06$	4724,15 \pm $\pm 0,02$	4725,62 \pm $\pm 0,02$

Первый из мультиплетов OII ($\lambda 3726,16 \text{ \AA}$ $\lambda 3728,91 \text{ \AA}$) относится к наиболее ярким линиям в спектрах туманностей и межзвездной среды. Время жизни состояния 2D около 5 часов и почти в 15 000 раз больше чем состояние 2P , а потенциал возбуждения в полтора раза меньше. Таким образом, вышеуказанная закономерность, касающаяся уровней 2D и 2P , на примере OII подтверждается. Линии NI, $^4S - ^2D$ ($\lambda 5199 \text{ \AA}$) и NI, $^4S - ^2P$ ($\lambda 3466 \text{ \AA}$) замечены в спектрах полярных сияний; обнаружение же линии NI, $^2D - ^2P$ ($\lambda 10400 \text{ \AA}$) инфракрасной области свечения ночного неба считается сомнительным¹⁰⁰ (см. ниже).

Восьмиэлектронные системы (OI, FII, NeIII, NaIV, MgV, AlVI и т. д.). Характерным для этих систем является то обстоятельство, что все метастабильные состояния, принадлежащие конфигурациям $2p^4$ и $2p^3$, суть 3P , 1D и 1S . Первая конфигурация отличается от второй лишь обращением термина 3P (стабильное состояние — 3P_2). Основными переходами являются $^1D_2 \rightarrow ^3P_1$, $^1D_2 \rightarrow ^3P_2$, $^1S_0 \rightarrow ^1D_2$ и $^1S_0 \rightarrow ^3P_1$ (переходы $^1D_2 \rightarrow ^3P_0$, $^1S_0 \rightarrow ^3P_0$ и $^1S_0 \rightarrow ^3P_2$ значительно менее вероятны).

В туманностях наблюдаются линии OI: $\lambda 6363,82 \pm 0,02 \text{ \AA}$, $^3P_1 - ^1D_2$ и $\lambda 6300,31 \pm 0,004 \text{ \AA}$, $^3P_2 - ^1D_2$, а также линии NeIII: $\lambda 3967,47 \pm 0,002 \text{ \AA}$, $^3P_1 - ^1D_2$ и $\lambda 3868,76 \pm 0,02 \text{ \AA}$, $^3P_2 - ^1D_2$ ⁹⁹. В солнечной короне обнаружена линия Ca XIII $\lambda 4086,3 \text{ \AA}$, $^3P_2 - ^3P_1$ ⁹⁸. Некоторые из запрещенных линий AXI замечены в спектрах новых звезд¹⁰¹.

Запрещенные линии OI, отвечающие переходам $^1S_0 \rightarrow ^1D_2$ и $^1D_2 \rightarrow ^3P$, обнаружены в спектрах полярных сияний и свечения ночного неба (подробнее см. ниже).

*) Что имеет место как для OIII, так и для OI.

Девятиэлектронные системы (FI, NeII, NaIII, MgIV и т. д.). Обнаружены лишь (в солнечной короне) две запрещенные линии $\lambda 3328 \text{ \AA}$, CaXII и $\lambda 5536 \text{ \AA}$ ArX⁹⁸, принадлежащие к рассматриваемым электронным системам. Обе они соответствуют переходу ${}^2P_{1/2} \rightarrow {}^2P_{3/2}$.

Остальные переходы между метастабильными состояниями не лежат в области астрономических наблюдений.

Десятиэлектронные системы (NeI, NaII, MgIII, AlIV и т. д.). Все запрещенные переходы лежат в крайнем ультрафиолете и не были обнаружены.

Одиннадцатиэлектронные системы (NaI, MgII, AlIII и т. д.) не обладают метастабильными состояниями.

Двенадцатиэлектронные системы (MgI, AlII, SiIII и т. д.). Метастабильные состояния: $3s3p^3P_0$ и $3s3p^3P_2$, стабильное $3s^21S_0$. Запрещенные переходы, принадлежащие рассматриваемым системам, не были обнаружены.

Тринадцатиэлектронные системы (AlI, SiII, PIII, SiV и т. д.). Наблюдались лишь две запрещенные линии $\lambda 5302,9 \text{ \AA}$ FeXIV и $\lambda 3001 \text{ \AA}$ NiXVI, соответствующие переходу ${}^2P_{3/2} \rightarrow {}^2P_{1/2}$. Первая из них является наиболее яркой линией в солнечной короне. Она была также обнаружена в спектрах новых звезд¹⁰¹.

Четырнадцатиэлектронные системы (SiI, PII, SiIII, ClIV, AV, KVI и т. д.). Метастабильными состояниями, имеющими астрофизический интерес, являются $1S$, $1D$ и $3P$. Все они принадлежат конфигурации $3s^2 3p^2$. Наблюдаемые в спектрах туманностей запрещенные линии приведены в таблице VII⁹⁹. Кроме того, были отождествлены три корональные линии, принадлежащие переходам между компонентами терма $3P$, именно $\lambda 6704,8 \text{ \AA}$ NiXV (${}^3P_2 \rightarrow {}^3P_1$), $\lambda 10746,8 \text{ \AA}$ FeXIII (${}^3P_1 \rightarrow {}^3P_0$) и $\lambda 10798 \text{ \AA}$ FeXIII (${}^3P_2 \rightarrow {}^3P_1$) и одна линия FeXIII $\lambda 3388 \text{ \AA}$, принадлежащая переходу $1D_2 \rightarrow {}^3P_2$ ⁹⁸.

Пятнадцатиэлектронные системы (PI, SII, ClIII, AlIV, KV, CaVI и т. д.). Основная конфигурация $3s^2 3p^3$. Стабильный уровень $4S$, метастабильные уровни $2D$ и $2P$. В таблице VIII помещены результаты наблюдений в туманностях запрещенных линий $4S - 2P$, $4S - 2D$ и $2D - 2P$ ⁹⁹. Линии $4S - 2P$ ClIII маскируются одной из линий NeIII. Переходы между компонентами метастабильных уровней не были замечены.

Таблица VII

		${}^3P_2 - 1D_2$	${}^3P_2 - 1D_2$	$1D_2 - 1S_0$	${}^3P_1 - 1S_0$
SiII	Наблюд.			$6312,06 \pm 0,05$	$3721,8$
ClIV	»	$7530,54 \pm 0,01$	$8045,63 \pm 0,05$	$5323,29 \pm 0,10$	
AV	»	$6435,10 \pm 0,05$	$7005,67 \pm 0,09$	$4625,54 \pm 0,04$	

Шестнадцатиэлектронные системы (SI, ClII, AlII, KIV, CaV и т. д.). Метастабильными состояниями, принадлежащими основной конфигурации $3s^2 3p^4$, являются $3P$, $1D$ и $1S$. Результаты наблюдений запрещенных линий, принадлежащих рассматриваемым системам, помещены в таблице IX⁹⁹. Линии эти, главным образом, наблюдаются в спектрах туманностей. Запрещенные линии ClII не обнаружены. Обе

Таблица VIII

		$4S-2D_{5/2}$	$4S-2D_{3/2}$	$4S-2P_{3/2}$	$4S-2P_{1/2}$	$2D_{5/2}-2P_{3/2}$	$2D_{3/2}-2P_{3/2}$	$2D_{3/2}-2P_{1/2}$
III	Набл.	6716,42	6730,78	$4068,6 \pm \pm 0,03$	$4076,35 \pm \pm 0,03$			
СIII	»	$5577,66 \pm \pm 0,08$	$5537,60 \pm \pm 0,24$					
AIV	»	$4711,33 \pm \pm 0,02$	$4740,2 \pm \pm 0,02$			$7237,26 \pm \pm 0,22$	$7170,62 \pm \pm 0,08$	$7262,76 \pm \pm 0,24$
KV	»	$4122,63 \pm \pm 0,05$	$4163,3 \pm \pm 0,05$					

Таблица IX

		$3P_2-1D_2$	$3P_1-1D_2$	$1D_2-1S_0$	$3P_1-1S_0$
SI	Набл.			7726,5 ✓	6526,9
AIII	»	$7135,80 \pm 0,05$	$7751,06 \pm 0,15$	$5191,82 \pm 0,03$	
KIV	»	$6101,83 \pm 0,08$		$4510,9 \pm 0,08$	
CaV	»	$5309,18 \pm 0,04$	$6086,92 \pm 0,11$		

компоненты $3P-1D$ CaV наблюдались также в спектрах новых звезд, причем $\lambda 6087 \text{ \AA}$ CaV является одной из наиболее ярких линий в этих спектрах. К шестнадцатизлектронным системам принадлежат и корональные линии $\lambda 7891,9 \text{ \AA}$ FeXI, $3P_1 \rightarrow 3P_2$ и $\lambda 5116 \text{ \AA}$ NiXIII, $3P_1 \rightarrow 3P_2^{98}$.

17-электронные, 18-электронные и 19-электронные системы не обладают, за небольшим исключением, метастабильными состояниями, переходы из которых лежали бы в области, доступной для астрономических наблюдений. Лишь в спектре солнечной короны замечены две запрещенные линии — $\lambda 6374,5 \text{ \AA}$ FeX, $2P_{\frac{1}{2}} \rightarrow 2P_{\frac{3}{2}}$ и $\lambda 4232,4 \text{ \AA}$ NiXII, $2P_{\frac{3}{2}} \rightarrow 2P_{\frac{1}{2}}$, при этом первая из линий принадлежит

17-электронной, а вторая — 19-электронной системам. Линия FeX была обнаружена также в спектрах новых звезд¹⁰².

Систематизация термов остальных электронных систем не проделана еще с достаточной полнотой, и отождествление принадлежащих им запрещенных линий в спектрах небесных тел далеко от завершения. Наиболее обстоятельно исследованы линии различных ионов железа — FeII, FeIII, FeV, FeVI, FeVII и FeVIII¹⁰³ (о корональных линиях Fe мы уже упоминали ранее). В туманностях обнаружено 26 таких линий. Там же наблюдались 8 запрещенных линий MnV и MnVI, а также ионов титана, хрома и других элементов первого длинного периода таблицы Менделеева (K, Ca, Sc, Ti, V, Cr, Mn, Fe, Co, Ni, Cu и Zn). Отсутствие линий более тяжелых элементов, по-видимому, связано с тем, что последние не встречаются в туманностях в большом количестве.

Обычно более высоко ионизованные атомы испускают более интенсивные запрещенные линии, что можно объяснить следующим образом. Как известно, разность между низким потенциалом возбуждения метастабильных уравнений и сравнительно высоким потенциалом возбуждения первого неметастабильного уровня возрастает со степенью ионизации. Так, например, если потенциал возбуждения первого неметастабильного

уровня для MnII и FeII равны 5ϵ , то для MnVI и FeVI они достигают значений $65 - 70\epsilon$, в то время, как потенциал возбуждения метастабильных уровней остается в обоих случаях примерно одинаковым и равным $1,9 - 2,5\epsilon^1$. Следовательно, переходы высокоионизованного атома с метастабильного на первый неметастабильный уровень и наоборот попадают в далекий ультрафиолет, и запрещенные линии высокоионизованных атомов могут возникать даже там, где интегральная плотность излучения довольно велика, если только спектральная плотность излучения в далеком ультрафиолете достаточно мала. Примером может служить наличие запрещенных линий высокоионизованных атомов и отсутствие их для низкоионизованных атомов в солнечной короне и спектрах других небесных тел с подобными физическими условиями.

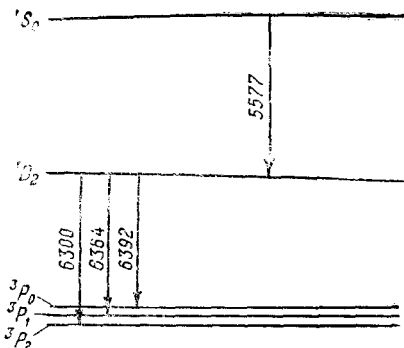


Рис. 3. Схема запрещенных переходов атома кислорода.

конфигурации p^3 имеется лишь один чисто квадрупольный электрический переход ${}^2D_{5/2} - {}^2P_{1/2}$.

Чисто магнитными дипольными линиями являются две радиолинии с длинами волн 21 см и $91,5\text{ см}$, открытые недавно (в 1951 и 1955 гг. соответственно) в спектрах межзвездного газа. Они возникают при переходах между подуровнями сверхтонкой структуры основных состояний атома водорода (21 см) и дейтерия ($91,5\text{ см}$). Время жизни метастабильного подуровня сверхтонкой структуры атома водорода чрезвычайно велико — порядка 10^7 лет, а дейтерия в сто раз больше. Возможность спонтанного излучательного перехода на нормальный уровень обуславливается чрезвычайной разреженностью межзвездного газа.

Исследования радиоизлучения водорода играют большую роль в астрономии. Уже теперь на основании данных наблюдений этого излучения сделаны очень важные заключения о температуре и плотности межзвездного газа, о строении и движении Галактики, о массе водорода, окутывающего Магеллановы Облака, и др.¹⁰⁴.

Остановимся несколько подробнее на запрещенных линиях, наблюдаемых в спектрах полярных сияний, свечения ночного неба и солнечной короны, так как исследование этих линий играет большую роль в изучении происходящих там физических процессов.

Зеленая линия $\text{OI} ({}^1D_2 - {}^1S_0)$, длина волны которой согласно последним измерениям Вегарда — Гаранга (1937 г.) равна $5577,3445 \pm 0,00027 \text{ \AA}^{105}$, вместе с так называемым «красным триплетом» ${}^3P - {}^1D$ (рис. 3) является самой яркой линией в спектрах полярных сияний и свечения ночного неба. Отождествление запрещенных линий OI произведено лабораторным путем¹⁰⁶, о чем уже упоминалось во введении. Наиболее точные значения вероятностей переходов для этих линий получены Пастернаком¹⁶ (см. табл. X).

Таблица X

OI	Переход	$1S_0 \rightarrow 1D_2$	$1S_0 \rightarrow 3P$	$1D_2 \rightarrow 3P_0$	$1D_2 \rightarrow 3P_1$	$1D_2 \rightarrow 3P_2$
	Вероятность	2,2	0,0908	0,0000022	0,0026	0,0078

Исходя из данных таблицы X, легко подсчитать, что среднее время жизни уровня $1S_0$ равно 0,43 сек, а уровня $1D_2$ — 95 сек. Таким большим различием во времени жизни уровней $1D_2$ и $1S_0$ объясняется изменение окраски полярных сияний с высотой. У верхнего края полярных сияний давление меньше чем у нижнего. Поэтому число соударений, которые претерпевают там метастабильные атомы OI ($1D_2$), сравнительно невелико, и эти атомы почти все успевают «высветиться», вследствие чего красный триплет оказывается самым ярким. С уменьшением высоты число соударений увеличивается, метастабильные атомы OI ($1D_2$) «высвечиваются» уже далеко не все, причем часть их переходит в метастабильное состояние $1S_0$. Атомы же, находящиеся в состоянии $1S_0$, вследствие более короткого времени жизни смогут «высветиться» в значительно большей степени, чем атомы OI ($1D_2$). В результате интенсивность красных линий с высотой падает, а зеленой линии возрастает. Конечно, для полной количественной характеристики поведения этих линий необходимо знать механизм их возбуждения.

Предполагается три различных механизма возбуждения запрещенных линий в спектрах полярных сияний и свечения ночного неба: ударный, фотохимический и флуоресцентный.

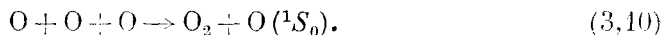
Первый из них несколько аналогичен механизму возбуждения запрещенных переходов в туманностях. Основную роль и здесь играют электроны с небольшими энергиями (примерно 7—10 эв). При столкновении такого электрона с молекулой кислорода последняя диссоциирует на два атома (энергия диссоциации 5,09 эв), из которых один остается в нормальном состоянии, а второй возбуждается до метастабильного уровня $1D_2$ (потенциал возбуждения 2 е) или до уровня $1S_0$ (потенциал возбуждения 4,2 е). Затем происходят спонтанные переходы $1S_0 \rightarrow 1D_2$ и $1D_2 \rightarrow 3P$ атомов OI с испусканием зеленой и красной линий. Возможность таких оптических переходов обуславливается достаточной разреженностью высоких слоев атмосферы.

Возникает вопрос: откуда берутся указанные электроны с низкими энергиями? По мнению Довийс¹⁰⁷⁻¹⁰⁸ они появляются в результате ионизации атомов быстрыми частицами, испускаемыми Солнцем. В составе корпускулярного излучения Солнца*) имеются ионы легких элементов и большое количество электронов с огромными энергиями до 10^6 эв, причем ионизация атомов и молекул атмосферного газа происходит, главным образом, за счет соударений с этими электронами.

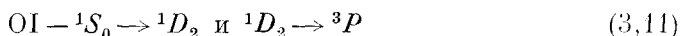
*) В настоящее время корпускулярная теория возникновения полярных сияний является общепринятой, так как никакая другая теория не смогла объяснить ни связи полярных сияний с периодическими процессами, происходящими на Солнце (например, связь с пятнами на Солнце), ни зависимости их от магнитного поля земли (так называемый широтный эффект), ни других характерных особенностей сияний (форма, изменения во времени). Хотя эта теория в том ее виде, в котором она создавалась ее основателями Биркеландом, Штермером и Богуславским^{109-111, 105}, и не лишена недостатков, все же считается, что путь к истине лежит лишь через ее усовершенствование. Важнейшей попыткой в этом направлении является теория Чэлмеса — Ферраро¹¹².

Если механизм ударного возбуждения довольно хорошо объясняет возникновение запрещенного излучения в полярных сияниях, то этого нельзя сказать в отношении свечения ночного неба. В противовес полярным сияниям широтный эффект в этом свечении очень слабо выражен и ставится под сомнение^{113, 100}; под вопросом находится также связь свечения ночного неба с периодической активностью Солнца^{114, 100}. Правда, Довийе, чтобы оставить в силе электронное возбуждение запрещенных линий и в этом случае, предполагает, что Солнце, кроме мощных периодических потоков, испускает постоянно заряженные частицы с очень малой интенсивностью¹⁰⁸, однако большое различие в спектрах полярных сияний и свечения ночного неба, а также и другие явления, в частности наличие максимума яркости зеленой линии в спектре свечения ночного неба вскоре после полуночи, указывает здесь на другой механизм возбуждения запрещенного излучения, а именно фотохимический.

Фотохимический механизм возбуждения (по Чэмену) заключается в следующем¹⁰⁰. Вначале в течении дня происходит процесс диссоциации кислородных молекул на атомы в результате поглощения ультрафиолетового излучения Солнца. Затем ночью происходит рекомбинация кислородных атомов при тройном их соударении с возбуждением одного из атомов до метастабильного уровня 1S_0 согласно формуле



Последующие же переходы



сопровождаются испусканием зеленой линии и красного триплета.

По подсчетам Эльви¹¹⁵ процесс рекомбинации типа (3,10) наиболее интенсивно протекает на высоте 160 км, а вся толщина слоя атмосферы, где имеет место излучение запрещенных линий ОI, равна примерно 50 км (от 120 км до 170 км).

То, что яркость зеленой линии достигает максимума не сразу после наступления сумерек, а значительно позже — к полуночи, Хвостиков объясняет несовпадением уровня максимальной фотоионизации молекул O_2 с уровнем максимальной рекомбинации типа (3,10). Первый из них, являющийся вместе с тем и уровнем наибольшей концентрации кислородных атомов, расположен гораздо выше, чем второй, и необходимо время для того, чтобы атомы ОI спустились путем диффузии на высоту второго.

У фотохимической теории возбуждения имеются и затруднения. Энергия диссоциации молекулы кислорода, высвобождающаяся при рекомбинации, равна 5,1 эв, а энергия возбужденного уровня 1S_0 — 4,2 эв. Поэтому часть энергии идет на относительную кинетическую энергию возникших частиц, что должно привести к доплеровскому уширению испускаемых запрещенных линий. Пока это уширение не обнаружено. Главный недостаток фотохимической теории — это то, что она не в состоянии объяснить поляризацию запрещенных линий ОI, наличие которой установлено наблюдениями Хвостикова¹¹⁶.

Возможно, что оба механизма возбуждения запрещенных линий — как ударный, так и фотохимический — могут действовать одновременно, с преобладанием первого в полярных сияниях, а второго в свечении ночного неба.

Наличием третьего — флуоресцентного — механизма возбуждения объясняются некоторые из особенностей свечения сумеречного неба.

Увеличение интенсивности красной линии ОI ($^3P_2 - ^1D_2$, $\lambda 6300$) во время сумерек при отсутствии влияния сумерек на зеленую линию ОI ($^1D_2 - ^1S_0$, $\lambda 5577 \text{ \AA}$) указывает, что в этом случае механизмы возбу-

ждения красной и зеленой линий различны. На основе тщательного анализа условий возбуждения этих линий с учетом зависимости плотности кислородных атомов от высоты и диффузии атомов ОI, а также, исходя из того факта, что яркость красной линии сильно возрастает при появлении первых же признаков освещения даже самых верхних слоев атмосферы, Хвостиков¹⁰⁰ делает вывод о резонансно-флуоресцентном характере возникновения линии $\lambda 6300 \text{ \AA}$ во время сумерек. Атомы ОI (3P_2) поглощают излучение той части сплошного спектра Солнца*), которая отвечает длине волны $\lambda 6300 \text{ \AA}$ и переходят на уровень 1D_2 ; затем, возвращаясь назад, они излучают красную линию. Большая яркость линии ОI $\lambda 6300 \text{ \AA}$ при больших погружениях Солнца под горизонт связана с ненормально большой селективной рефракцией солнечных лучей с длиной волны 6300 \AA в верхних слоях атмосферы, содержащих атомарный кислород¹⁰⁰.

Большое значение имеет вопрос о наличии запрещенных линий атомарного азота в спектрах свечения высоких слоев атмосферы. Мы уже отметили, что только две из запрещенных линий NI (см. рис. 4), именно $^4S - ^2P \lambda 3466 \text{ \AA}$ и $^4S - ^2D$, $\lambda 5199 \text{ \AA}$ были обнаружены в спектре полярных сияний, причем они оказались гораздо слабее запрещенных линий ОI. Поиски запрещенных линий NI в спектре свечения ночного неба пока не увенчались успехом. Чтобы значительно облегчить их отождествление, в отношении этих линий проделана большая подготовительная работа. Вычислены вероятности переходов¹⁶, определены с возможной точностью длины волн¹¹⁸, потенциалы возбуждения метастабильных уровней и рассчитана, с помощью метода самосогласованного поля Фока, относительная интенсивность компонент дублета $^4S - ^2D$: $I(^4S_3 - ^2D_5)/I(^4S_3 - ^2D_3) = 0,87^{119}$.

Теория возбуждения запрещенных линий NI еще недостаточно разработана. Предполагается, что они возникают, главным образом, в результате неупругих соударений молекул и атомов азота с метастабильными атомами кислорода. Однако оценка отношения интенсивностей линий $^4S - ^2D$ и $^4S - ^2P$, полученная на основании этого предположения, не соответствует данным наблюдений¹⁰⁰.

Запрещенные линии, наблюдаемые в спектре солнечной короны, принадлежат, как мы видели, лишь нескольким элементам, атомы которых находятся в высокой стадии ионизации (FeX — XI, XIII — XIV; Ca XII — XIII, XV; Ni XIII, XV — XVI; AX, XIV). Отсутствие запрещенных линий, принадлежащих другим элементам, можно объяснить или наличием небольшого количества этих элементов в солнечной короне, или очень слабой концентрацией их метастабильных ионов, или, нако-

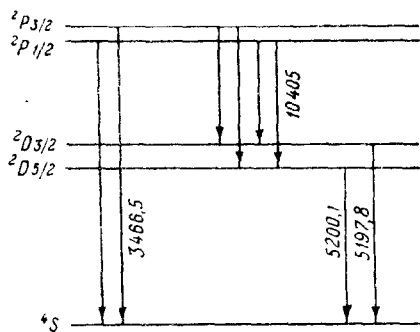


Рис. 4. Схема запрещенных переходов атома азота.

*) Поглощение солнечной радиации имеет место в полярных сияниях, освещенных солнцем, но оно приводит там к другому эффекту — к значительному ослаблению интенсивности зеленой линии. Вероятно здесь происходит поглощение метастабильными атомами ОI (1S_0) ультрафиолетовых квантов¹¹⁷.

неп, тем, что разности термов метастабильных ионов попадают в наблюдаемую область спектра.

Почти все корональные линии отождествлены Эдленом (первые две линии в 1939 г.). Неотождествленных осталось четыре: $\lambda 3454$, $\lambda 4567$, $\lambda 3801$ и $\lambda 4359 \text{ \AA}$. Отождествление было связано с большими трудностями. Только 4 линии отождествлены на основании нахождения соответствующей разности термов по частотам полученных разрешенных линий в спектрах $\text{FeX} - \text{XI}$, $\text{CaXII} - \text{XIII}$ ¹²⁰⁻¹²¹. Остальные линии отождествлялись путем сложной экстраполяции с учетом промежуточной электронной связи и различных закономерностей атомных спектров. Так, например, при нахождении термов 2P , принадлежащих конфигурациям $3s^23p$ и $3s^23p^5$, в экстраполяции с успехом был использован так называемый правильный закон дублетов: $\nu(^2P_{\frac{3}{2}} - ^2P_{\frac{1}{2}}) \sim (Z - \sigma)^4$, где Z — атомный номер,

σ — константа экранирования, почти не зависящая от Z ⁹⁸.

Правильность отождествления корональных линий в том случае, когда они принадлежат одному и тому же иону элемента, проверялась сравнением относительных интенсивностей, взятых из данных наблюдений, и полученных с помощью теории. Теоретический расчет базировался на предположении о возбуждении корональных линий путем электронных ударов*) и производился методом, изложенным выше. Результат сравнения теоретических и наблюдаемых значений относительных интенсивностей линий оказался удовлетворительным⁹⁸. Лишь для линий CaXV между этими значениями имелось большое расхождение. Эдлен отождествил линию $\lambda 5694 \text{ \AA}$ с переходом $^3P_1 \rightarrow ^3P_0 \text{ CaXV}$, а Вальдмайер линию $\lambda' 5446 \text{ \AA}$ с переходом $^3P_2 \rightarrow ^3P_1$. Наблюдаемое отношение интенсивностей этих линий (первой ко второй) близко к 6. Теоретические же расчеты Шкловского⁹⁸ дают для этого отношения число, лежащее в пределах $1,05 - 1,58$ (для всех возможных значений концентрации свободных электронов и электронной температуры в короне). Если предположить, что линия $\lambda 5694 \text{ \AA}$ отвечает переходу $^3P_2 \rightarrow ^3P_1$, а $\lambda 5446 \text{ \AA}$ — переходу $^3P_1 \rightarrow ^3P_0$, то согласно Шкловскому результат теории $(0,38 - 0,97)$ ⁹⁸ еще разительнее будет противоречить наблюдениям. В связи с вышеизложенным Шкловский утверждал, что отождествление линий $\lambda 5694 \text{ \AA}$ и $\lambda 5446 \text{ \AA}$ неверно. В дальнейшем, однако, оказалось согласно данным работы¹²², что линия $\lambda 5445 \text{ \AA}$ значительно ослабляется некоторыми фраунгоферовыми линиями. Если учесть это ослабление, то отношение интенсивностей линий $\lambda 5694 \text{ \AA}$ и $\lambda 5446 \text{ \AA}$ уже будет не 6, а 1,6, что хорошо согласуется с первым из вышеприведенных результатов вычислений Шкловского.

Значительное расхождение между разностями экстраполированных термов $^3P_1 - ^3P_0$, $^3P_2 - ^3P_1$ и волновыми числами рассматриваемых корональных линий $\lambda 5694 \text{ \AA}$, $\lambda 5446 \text{ \AA}$, имевшееся вначале, устранено затем с помощью учета в экстраполировании межконфигурационного взаимодействия, о чем мы уже упоминали^{91, 92, 97}.

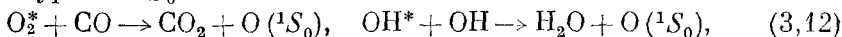
Корональные линии характеризуются значительной шириной ($\sim 1 \text{ \AA}$), далеко превосходящей естественную ширину спонтанных запрещенных линий, что свидетельствует о наличии у излучающих ионов больших скоростей. Нельзя объяснить этот доплеровский эффект движением вещества в короне, так как скорости такого движения невелики

*) Не отрицается также и фотовозбуждение, которое только в некоторых случаях становится значительным⁹⁸.

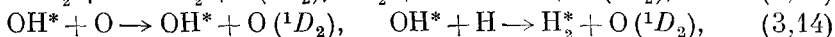
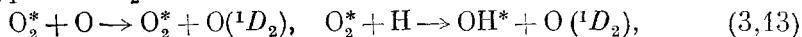
$-5 \div 10 \frac{\text{км}}{\text{сек}}$. В настоящее время предполагается, что доплеровское уширение корональных линий является следствием высокой температуры коронального вещества, достигающей миллиона градусов. На такую температуру указывают высокая степень ионизации атомов F, Ca, Ni и A, отсутствие рекомбинационных линий водорода в спектре короны, а также и другие явления⁸⁰. Вопрос о механизме нагрева солнечной короны подробно анализируется Шкловским⁹⁸. По его мнению, нагрев короны происходит вследствие наличия внутри нее электрических полей*), хотя и слабых, но непрерывно сообщаемых заряженным частицам, главным образом электронам, кинетическую энергию. Шкловский показал, что для поддержания электронной температуры короны на одном и том же высоком уровне, достаточно даже очень слабых полей — порядка $10^{-8} \frac{\text{г}}{\text{с.м}}$.

В решении вопроса о возникновении как излучения солнечной короны, так и свечения высоких слоев земной атмосферы большую роль сыграют искусственные спутники Земли. Уже на основании результатов ракетных экспериментов Красовский¹²³ приходит к выводу о несостоятельности объяснения эмиссии линии $\lambda 5577 \text{ \AA}$ и красного триплета с помощью реакции (3,11). Тщательно проанализировав возможности других реакций возбуждения метастабильных уровней кислорода, Красовский показал, что реакции возбуждения уровней 1S_0 и 1D_0 должны быть различны, и предложил в качестве наиболее вероятных реакций:

1) для уровня 1S_0



2) для уровня 1D_2



где O_2^* и OH^* — колебательно-возбужденные молекулы кислорода и гидроксила.

С помощью ракетных экспериментов также установлена интересная корреляция между ультрафиолетовым излучением Солнца (в диапазоне $0-20 \text{ \AA}$) и интенсивностью некоторых корональных линий ($\lambda 5303 \text{ \AA}$ Fe XIV, $\lambda 6702 \text{ \AA}$ Ni XV)¹²⁴.

§ 4. ЗАПРЕЩЕННЫЕ ЛИНИИ, ВЫНУЖДЕННЫЕ РАЗЛИЧНЫМИ ПОЛЯМИ

В разрядных трубках можно получить запрещенное излучение двух типов. К первому относятся линии, интенсивность которых достигает максимума при малых плотностях тока и уменьшается с возрастанием тока. Линии же второго типа ведут себя наоборот: интенсивность их увеличивается пропорционально квадрату плотности тока. Первая группа линий принадлежит к спонтанному излучению, рассмотренному нами в предыдущих параграфах, а вторая — к излучению, вынужденному ионными полями. Хотя поле соседних ионов, действующее на атом, меняется по величине и по направлению, тем не менее, вследствие сравнительно медленного изменения кулоновского поля с расстоянием, часто можно считать в первом приближении ионное поле на протяжении всего атома постоянным². Поэтому очень важно изучить запрещенные линии, вынужденные внешними постоянными как электрическими, так и магнитными полями.

*) В связи с существованием на Солнце переменных магнитных полей электрические поля в короне вполне возможны.

Особенно проста теория дипольного электрического излучения, вынужденного постоянным электрическим полем. Действие постоянного электрического поля на атом рассматривается как граничный случай действия переменного периодического электрического поля*) при нулевой частоте последнего. Квантовая теория комбинационного рассеяния света дает следующее выражение для дипольного момента, индуцированного полем E с частотой ω ¹²⁵:

$$d_{mk}^{(i)} = -e^{i(\omega_{mk} + \omega)t} \frac{1}{2\hbar} \sum_i \left\{ \frac{(E_0 d_{ik}) d_{mi}}{\omega_{ki} - \omega} + \frac{(E_0 d_{im}^*) d_{ik}}{\omega_{mi} + \omega} \right\} - \\ - e^{i(\omega_{mk} - \omega)t} \frac{1}{2\hbar} \sum_i \left\{ \frac{(E_0 d_{ik}) d_{mi}}{\omega_{ki} + \omega} + \frac{(E_0 d_{im}^*) d_{ik}}{\omega_{mi} - \omega} \right\}, \quad (4,1)$$

где d_{ik} , d_{mi} — дипольные моменты системы в отсутствии поля, ω_{mk} , ω_{mi} — боровские частоты, E_0 — амплитуда поля. Если положить в формуле (4,1) $\omega = 0$, то сразу получаем дипольный момент, индуцированный постоянным электрическим полем:

$$d_{mk}^{(i)} = -e^{i\omega_{mk}t} \frac{1}{\hbar} \sum_i \left\{ \frac{(E_0 d_{ik}) d_{mi}}{\omega_{ki}} + \frac{(E_0 d_{im}^*) d_{ik}}{\omega_{mi}} \right\}. \quad (4,2)$$

Из (4,2) видно, что индуцированный дипольный момент $d_{mk}^{(i)}$ отличен от нуля лишь в том случае, если существует такой уровень i , между которым и уровнями m и k могут происходить в отсутствии поля спонтанные дипольные электрические переходы. Учитывая это, мы сразу же получаем для вынужденных дипольных электрических линий правила отбора $\Delta J = 0, \pm 1, \pm 2$, четные состояния \rightleftharpoons четные состояния, нечетные состояния \rightleftharpoons нечетные состояния, а в случае связей Рассела — Саундерса $\Delta L = 0, \pm 1, \pm 2$, $\Delta S = 0$, т. е. такие же правила (за исключением $J_1 + J_2 \geq 2$), как и для квадрупольного электрического излучения. Из (4,2) также следует, что вероятность вынужденных электрических дипольных переходов пропорциональна квадрату напряженности электрического поля, а, значит, и квадрату плотности тока — в полном согласии с результатом эксперимента. Кроме того, эта вероятность в значительной степени зависит и от расположения уровня i по отношению к уровням k и m . Если уровень i близок к одному из уровней k и m , то один из знаменателей в выражении (4,2) сильно уменьшается, и вероятность вынужденного перехода значительно увеличивается. Так как энергетические уровни атомов при возрастании главного квантового числа n близко сходятся друг к другу, то интенсивность вынужденных дипольных электрических линий должна вначале расти вместе с порядковым номером линии в серии до некоторого максимума, а затем уже падать (вследствие того, что d_{mi} уменьшается при возрастании n). Существованием такого максимума объясняется тот экспериментальный факт, что при постепенном возрастании поля сначала появляются лишь те из линий запрещенных серий, которые соответствуют этому максимуму, а затем уже постепенно все остальные. Своеобразная зависимость интенсивности вынужденных линий от квантового числа n резко отличает их от спонтанных квадрупольных электрических линий. Вынужденные дипольные линии отличаются от спонтанных квадрупольных также значительной шириной, возникающей вследствие эффекта Штарка. Правила сумм для вынужденных запрещенных линий в общем случае (в противоположность квадрупольным)

*) Излучение же атомов, вынужденное периодическим полем, имеет, как известно, резонансный характер.

неприменимы; только в случае больших L и малых мультиплетных расщеплений они приблизительно верны^{126, 57}.

Все приведенные выше особенности дипольного электрического излучения, вынужденного постоянным электрическим полем, были обнаружены экспериментально впервые на линиях запрещенных серий HeI и KI , наблюдаемых в поглощении¹²⁷⁻¹²⁹.

Следует отметить, что запрещенные линии, вынужденные достаточно сильным (не молекулярным) электрическим полем, поляризованы¹⁵⁷. Степень поляризации различных компонент исследована Милиянчуком. Им установлено, например, что интенсивность π -компонент в линиях $n^2S_{\frac{1}{2}} - m^2S_{\frac{1}{2}}$ одноэлектронных атомов при наблюдении в направлении,

перпендикулярном к направлению электрического поля, значительно меньше интенсивности σ -компонент¹⁵⁸.

Если плотность заряженных частиц в разряде достаточно велика или если атомы находятся в высоких возбужденных состояниях, то молекулярное поле на протяжении всего атома нельзя уже считать однородным. Дипольное электрическое излучение, вынужденное слабым неоднородным электрическим полем, теоретически наиболее тщательно исследовано Милиянчуком¹⁵⁸⁻¹⁶². Правила отбора для этого излучения оказались такими же, как и для октупольного электрического, за исключением дополнительного запрета $J_1 + J_2 \geq 3$, который здесь принимает вид $J_1 + J_2 \geq 1$. Характер изменения интенсивности линий в сериях, вынужденных как неоднородным, так и однородным электрическими полями, почти одинаков, только в первом случае интенсивность линий растет вместе с квантовым числом n гораздо стремительнее (пропорционально n^8), чем во втором (пропорционально n^4)¹⁶⁰.

Если действуют одновременно однородное и неоднородное электрические поля (что обычно и имеет место в разряде), то неоднородное поле в первом приближении не влияет на интенсивность запрещенных линий, вынужденных однородным полем¹⁶¹. Этот теоретический вывод подтвержден в работе Прилежаевой и сотрудников¹⁶³, измеривших интенсивность запрещенных линий серии $P-P$ лития в спектре угольной дуги.

Запрещенные переходы, вынужденные однородным и неоднородным электрическими полями, легко отличить друг от друга, так как они подчиняются различным правилам Лапорта. Труднее отличить дипольные электрические переходы, вынужденные неоднородным электрическим полем, от спонтанных дипольных переходов (электрических), так как большинство правил отбора для них совпадает. В этом случае для их различения может быть использован с успехом эффект Зеемана¹⁵⁹.

В неоднородном электрическом поле (как и в магнитном) возможно так называемое «дополнение мультиплета». Суть этого явления состоит в том, что в обычном дипольном электрическом мультиплете появляются компоненты с $\Delta J = \pm 2, \pm 3$. Наблюдаемое в дуге дополнение мультиплета $4^3P - 4^3D$ ZnI , по-видимому, такого типа¹⁶⁴.

Примером запрещенных линий, вынужденных неоднородным электрическим полем, являются линии серии $2^2S - m^2F$, TlI , которые наблюдались в положительном столбе тлеющего разряда¹⁶⁵, а также слабые линии $1^1S_0 - 5^1F_3$, $1^1S_0 - 6^1F_3$, BaI и $1^2S - 6^2F$, KI , наблюдаемые в искре¹⁶⁶.

Довольно подробно изучено дипольное электрическое излучение редкоземельных ионов, вынужденное электрическими полями в кристаллах и растворах³³. Возникновение вынужденных дипольных электрических переходов между уровнями f^h -оболочки иона в кристалле, т. е. переходов между уровнями одинаковой четности, обусловлено отсутствием центра

симметрии поля, что имеет место для многих точечных групп симметрии кристаллов. Кроме того, нарушение центральной симметрии поля может происходить и за счет колебаний иона. Отсутствие центра симметрии поля ведет к появлению нечетной части $U'_{\text{неч}}$ у потенциала решетки, причем $U'_{\text{неч}}$ состоит из двух членов — статического и динамического³³:

$$U'_{\text{неч}} = U_{\text{неч}} + U_{\text{колеб}}. \quad (4,3)$$

Здесь $U_{\text{неч}}$ представляет собой взаимодействие поля решетки с ионом, находящимся в равновесном положении, а $U_{\text{колеб}}$ — то же взаимодействие при отклонении иона от положения равновесия.

Порядок величины $U_{\text{колеб}}$ определяется из формулы

$$U_{\text{колеб}} \sim U_{\text{чет}} \cdot \frac{R}{r_0}, \quad (4,4)$$

где $U_{\text{чет}}$ — четная часть потенциала решетки, R — амплитуда колебаний иона, а r_0 имеет порядок размеров электронной оболочки. Наличие нечетной части у потенциала решетки приводит к нарушению правил отбора. Для чисел J и L мы получаем правила отбора $|\Delta J| \leq 4$, $|\Delta L| \leq 4$ в случае полей без центра симметрии и $|\Delta J| \leq 2$, $|\Delta L| \leq 2$ в случае полей с центром симметрии, но с учетом нечетной динамической части потенциала решетки $U_{\text{колеб}}$. Возможны также переходы, подчиняющиеся правилам $|\Delta J| \leq 6$, $|\Delta L| \leq 6$ и $|\Delta J| \leq 4$, $|\Delta L| \leq 4$ соответственно, но с гораздо меньшей вероятностью³³. Что же касается правил отбора для квантового числа m , то они так же, как и в случае магнитного и квадрупольного излучений, превращаются в соответствующие правила для кристаллического числа μ — в $\Delta\mu = 0, \pm 1$, если не учитывается динамическая часть потенциала решетки, и в $|\Delta\mu| \leq 2$ или $|\Delta\mu| \leq 4$, если учитываются линейные члены или члены третьей степени этой части соответственно. В частном случае — при наличии у кристаллов инверсионных осей порядка n — указанные правила принимают вид

$$\Delta\mu = \pm \frac{n}{2}, \pm \left(1 \pm \frac{n}{2}\right). \quad (4,5)$$

Максимальная вероятность вынужденных дипольных электрических переходов рассчитана Ельяшевичем³³ и равна 10^4 сек^{-1} , что, как видно из (1,19)–(1,20), гораздо больше максимальных вероятностей квадрупольных и магнитных переходов.

Вынужденное дипольное электрическое излучение редкоземельных ионов в кристаллах и растворах обнаружено на опыте рядом исследователей, о чем уже упоминалось.

Очень характерен для вынужденных дипольных электрических линий эффект Зеемана. Он используется довольно часто с целью их отождествления. Как продольный, так и поперечный эффекты для дипольных и спонтанных квадрупольных электрических линий различны. Так, например, при продольном наблюдении для случая квадрупольного излучения компоненты с $\Delta m = \pm 2$ отсутствуют, а в случае дипольного излучения, вынужденного постоянным электрическим полем, они имеются. То же самое можно сказать и о компоненте $\Delta m = 0$ при поперечном наблюдении. Кроме того, оказалось, что для этого вынужденного дипольного излучения суммы интенсивностей зеемановских σ - и π -компонент не равны друг другу².

Эффект Зеемана был также подробно изучен в случае дипольных электрических линий, вынужденных изотропными электрическими полями^{130–132}. Такие поля обычно создаются хаотически распределенными ионами и характеризуются тем, что средние значения их компонент

в любом направлении одинаковы. И в данном случае картины зеемановского расщепления спонтанных квадрупольных и вынужденных дипольных электрических линий различны. На рис. 5 для примера приведены схемы зеемановских компонент для таких двух типов линий, возникающих при переходах $P-F$ HeI и получаемых при поперечном наблюдении¹³³. Схемы относятся к квадрупольной (1) и дипольной (2) линиям, причем верхние и нижние вертикальные черточки обозначают соответственно σ - и π -компоненты; числа у горизонтальных линий означают соответствующие компонентам значения Δm , а длина их — относительные интенсивности. Легко заметить, что суммы интенсивностей σ - и π -компонент равны друг другу (в противоположность поведению линий, вынужденных постоянным электрическим полем).

Исследован также эффект Зеемана линий, вынужденных молекулярными электрическими полями, у которых отсутствуют компоненты, параллельные магнитному полю. В данном случае оказалось, что при поперечном наблюдении зеемановское расщепление вынужденных дипольных линий, возникающих при переходах $P-F$ и $P-P$, почти тождественно с зеемановским расщеплением спонтанных квадрупольных электрических и дипольных магнитных линий соответственно. Эти расщепления различны только при продольном наблюдении. С помощью последнего был установлен вынужденный характер линий 2^1P-4^3F ($\lambda 4921 \text{ \AA}$), $2^3P_{1,2}-4^3F$ ($\lambda 4471 \text{ \AA}$) и 2^1P-5^1P ($\lambda 4383 \text{ \AA}$) в спектре гелия. Одна из линий указанного типа, $2^3P_{1,2}-4^3F$, наблюдалась в спектрах некоторых звезд класса В, что указывает на значительные существующие там ионные поля. К вынужденному (а не к спонтанному октупольному, как ранее предполагалось) излучению относятся и линии $P-G$ в спектре гелия¹³³⁻¹³⁶.

Эффект Зеемана линий, вынужденных слабым неоднородным электрическим полем, в общем случае теоретически изучен Милиянчуком¹⁵⁹. Правила отбора для магнитного квантового числа оказались равными: $\Delta m = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3$. Поляризация компонент $\Delta m = \pm 3$ такая же, как компонент $\Delta m = \pm 1$ разрешенной линии. Остальные компоненты поляризованы по эллипсу для всех направлений наблюдения. Смещения и интенсивности компонент $m \rightarrow m + \delta$ и $-m \rightarrow -m - \delta$ ($\delta = 0, 1, 2, 3$) различны.

Запрещенные переходы атомов могут быть вынуждены и одним сильным магнитным полем (без наличия электрического). Для этого необходимо, чтобы напряженность поля была достаточно велика для разрыва связи между моментами L и S атома, так как тогда при нахождении возмущенных волновых функций нельзя будет ограничиваться первым приближением, при котором предполагается постоянство момента $J = L + S$ по направлению, и правила отбора $\Delta J = 0, \pm 1$ уже будут неточны. Учет поправок за счет высших приближений приводит к добавочным правилам отбора $\Delta J = \pm 2$, а для очень сильных полей и к правилам $\Delta J = \pm 3$. Следует отметить, что запрещенные линии могут появиться и при сравнительно слабых полях, но достаточных для того, чтобы вызвать «частный» эффект Папшена — Бака. Запрещенные линии,

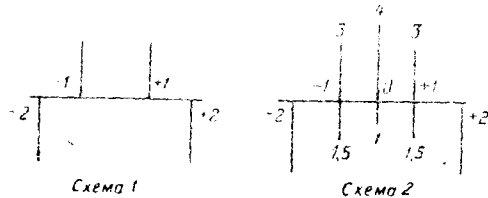


Рис. 5. Эффект Зеемана электрических дипольных линий, вынужденных изотропными электрическими полями (подробное объяснение в тексте).

вынужденные магнитным полем, были обнаружены у $(P-D)$ -триплетов CaI , ZnI и CdI , а также и у $(P-D)$ -дублетов AlI и CaI ³⁷.

Все наши рассуждения, касающиеся возникновения запрещенных линий тонкой структуры под воздействием магнитного поля, по-видимому, можно повторить и для случая линий сверхтонкой структуры. Вследствие незначительной сверхтонкой структуры термов уже небольшие сравнительно поля должны привести к разрыву связи между моментами \mathbf{J} и \mathbf{I} и к появлению запрещенных переходов $\Delta F = \pm 2, \pm 3$.

Возникновение запрещенных линий описанного выше типа также возможно в спектрах атомов или молекул, обладающих магнитными моментами, если эти атомы или молекулы находятся на очень близком расстоянии друг от друга, так, чтобы создаваемые ими магнитные поля были достаточно велики. Так как зеемановское расщепление пропорционально первой степени напряженности магнитного поля, то указанные запрещенные линии должны быть значительно более диффузны, чем запрещенные линии, вынужденные электрическим полем (в последнем случае сравнительная острота запрещенных линий возникает благодаря наличию квадратичного эффекта Штарка ²).

Рассмотрим еще один тип запрещенных линий, появляющихся под влиянием внешнего магнитного поля. Как известно, зеемановские компоненты линий, у которых отсутствует сверхтонкая структура, подчиняются следующим правилам отбора: $\Delta m_J = 0$, $\Delta m_I = 0$ (π -компоненты) и $\Delta m_J = \pm 1$, $\Delta m_I = 0$ (σ -компоненты), где m_J и m_I — квантовые числа, определяющие проекции моментов \mathbf{J} и \mathbf{I} соответственно. При наличии у линий сверхтонкой структуры первые из указанных правил отбора будут уже относиться к числу m_F , т. е. π -компоненты уже будут подчиняться правилу $\Delta m_F = 0$, а σ -компоненты — правилу $\Delta m_F = \pm 1$, где m_F является магнитным квантовым числом, отвечающим полному моменту количества движения $\mathbf{F} = \mathbf{J} + \mathbf{I}$. Так как $m_F = m_J + m_I$, то правила отбора для m_F будут выполняться для различных изменений квантовых чисел m_J и m_I , что приводит к появлению «лишних» зеемановских компонент. Так, например, кроме разрешенных π -компонент, подчиняющихся правилам отбора $\Delta m_I = 0$, $\Delta m_F = 0$, $\Delta m_J = 0$, должны появляться π -компоненты, подчиняющиеся правилам отбора $\Delta m_F = 0$, $\Delta m_J = \pm 1$ и $\Delta m_I =$

$= \mp 1$. Интенсивность этих компонент пропорциональна $\left(\frac{A h c}{2g(J) \mu_0 H} \right)^2$

(A — постоянная сверхтонкой структуры, g — фактор Ланде, H — магнитное поле) и, следовательно, уменьшается с возрастанием поля и уменьшением константы A ¹³⁸⁻¹³⁹. Запрещенные π - и σ -компоненты были обнаружены экспериментально Фришем и Герасимовым ¹⁴⁰ при наблюдении эффекта Зеемана для линий поглощения цезия ($\lambda 4593,2 \text{ \AA}$, $\lambda 4555,3 \text{ \AA}$ и $\lambda 8521,1 \text{ \AA}$), рубидия ($\lambda 7800,3 \text{ \AA}$) и натрия ($\lambda 5889,56 \text{ \AA}$). Следует отметить, что в эффекте Зеемана сверхтонкая структура перечисленных линий не разрешалась, и наличие ее в данном случае сказывалось лишь косвенно — в появлении запрещенных компонент. В таблице XI приведены результаты указанных наблюдений для одной из линий цезия $\lambda 4593,2 \text{ \AA}$, $6^2S_{1/2} - 7^2P_{1/2}$ при использовании магнитного поля напряжен-

ностью 17800 гаусс, а также соответствующие смещения компонент дробные части нормального лоренцевского расщепления (запрещенные компоненты отмечены звездочкой). Как мы видим, запрещенные π -компоненты находятся вблизи $\pm \frac{4}{3} \Delta \nu_0$, а σ -компоненты вблизи $\pm \frac{2}{3} \Delta \nu_0$, причем в расположении последних заметна некоторая асимметрия. Эта

Таблица XI

Поляриза- ция	Смещение компонент		Дробные части нормального расщепления
	$\Delta\lambda$ (Å)	$\Delta\nu$ (см ⁻¹)	
π	*0,232	*-1,090	$-\frac{4}{3}\Delta\nu_0 = -1,109$
	0,117	-0,552	$-\frac{2}{3}\Delta\nu_0 = -0,554$
	-0,117	0,552	$\frac{2}{3}\Delta\nu_0 = 0,554$
	*-0,232	*1,090	$\frac{4}{3}\Delta\nu_0 = 1,109$
σ	0,237	-1,114	$-\frac{4}{3}\Delta\nu_0 = -1,109$
	*0,107	*-0,503	$-\frac{2}{3}\Delta\nu_0 = -0,554$
	-0,107	0,597	$\frac{2}{3}\Delta\nu_0 = 0,554$
	-0,237	1,114	$\frac{4}{3}\Delta\nu_0 = 1,109$

асимметрия объясняется неодинаковой интенсивностью запрещенных компонент, вследствие чего их общий центр тяжести оказывается несколько смещенным *)¹⁴⁰.

Запрещенные линии могут быть вынуждены и одним магнитным полем ядра (без воздействия внешних полей). Наличие отличных от нуля спина и магнитного момента у ядра, оказалось, может привести не только к возникновению сверхтонкой структуры линий, но и к появлению запрещенных переходов. Как известно, сверхтонкая структура термов находится с помощью теории возмущений¹⁴¹. В качестве оператора возмущения берется энергия магнитного взаимодействия электронной оболочки со спином ядра

$$V = -\mu_I H_J, \quad (4,6)$$

где μ_I — магнитный момент ядра со спином I , а H_J — магнитное поле, создаваемое электронной оболочкой с полным моментом количества движения атома J (без учета спина ядра). Поправка для энергии в первом приближении вычисляется с помощью невозмущенных функций в представлении механических переменных γ , J^2 , I^2 , F^2 , F_z , где $F = J + I$ — полный момент количества движения (с учетом спина ядра), γ — все остальные механические переменные, не выписанные явно. При этом правила отбора для различных мультипольных переходов остаются те же, что и в случае отсутствия взаимодействия магнитного момента ядра с оболочкой атома (если не считать добавочных аналогичных правил для квантовых чисел F и m_F). Результат расчета будет тем

*) Наличие асимметрии в смещениях и интенсивностях рассматриваемых запрещенных компонент Милинчук¹⁵⁸ объясняет тем, что в условиях опыта Фриша и Герасимова эти компоненты возникают под влиянием межмолекулярного неоднородного поля.

точнее, чем больше будет спин-орбитальное взаимодействие по сравнению с взаимодействием V . Если второе не будет достаточно мало по сравнению с первым, то для получения энергетической поправки и правил отбора необходимо использовать уже функции первого приближения. Последние имеют вид:

$$\psi(\gamma, J, F) = \psi^{(0)}(\gamma, J, F) + \sum_{\gamma', J' \neq J} \frac{(\gamma', J', F' | V | \gamma, J, F)}{E(\gamma', J') - E(\gamma, J)} \psi^{(0)}(\gamma', J', F'), \quad (4,7)$$

где $(\gamma', J', F' | V | \gamma, J, F)$ — недиагональные элементы матрицы возмущения, а $E(\gamma', J') - E(\gamma, J)$ — разность между уровнями тонкой структуры. Нondiagonalные элементы сравнимы по величине с разностью между подуровнями сверхтонкой структуры и равны нулю для $\Delta F \neq 0$; $\Delta J \neq 0, \pm 1$ ¹⁴².

Как видно из (4,7), термы сверхтонкой структуры с заданными J и F в первом приближении являются линейными комбинациями других термов нулевого приближения с одинаковыми F , но с различными остальными квантовыми числами, причем вес терма будет больше для того J' , для которого разность уровней тонкой структуры $E(\gamma', J') - E(\gamma, J)$ будет меньше. Наличие этих линейных комбинаций, или, иначе говоря, это смешивание состояний тонкой структуры, приводит к нарушению правил отбора и, таким образом, объясняет возникновение запрещенных линий.

Запрещенные линии, вынужденные магнитным полем ядра, уже давно были обнаружены в атомных спектрах двухвалентных элементов — ртути и кадмия. Это линии HgI: $\lambda 2269,80 \text{ \AA}$, $6s^2^1S_0 - 6sp^3P_2$ (исследованная впервые в 1927 г. Рэлеем¹⁴³), $\lambda 2655,58 \text{ \AA}$, $6s^2^1S_0 - 6sp^3P_0$ (полученная впервые в флуоресценции Вудом) и $\lambda 2967,5 \text{ \AA}$, $6sp^3P_0 - 6sd^1D_2$ ¹⁴⁴, а также линии CdI:

$$\lambda 3141 \text{ \AA}, 5s^2^1S_0 - 5sp^3P_2 \text{ и } \lambda 3320 \text{ \AA}, 5s^2^1S_0 - 5sp^3P_0,$$

впервые наблюдаемые в 1931 г.¹⁴⁵. Характер перечисленных линий не был установлен сразу. Некоторое время они были загадкой. С одной стороны, они не могли принадлежать ни к одному из спонтанных мультипольных излучений, так как не подчинялись ни одной из присутствующих им совокупностей правил отбора; с другой стороны, из анализа условий их возбуждения никак нельзя было сделать вывод о возникновении их под влиянием внешних полей*). Боуэн первый предположил, что эти линии вынуждены магнитным полем ядра. Теоретически гипотеза Боуэна была исследована впервые Гаудсмитом и Бечером в 1932 г. на примере линии $\lambda 2967,5 \text{ \AA}$ ¹⁴⁶. Учитывая взаимодействие спина ядра только с одним внешним s -электроном в атоме ртути (взаимодействие с d -электроном в сто раз слабее), а также ограничиваясь в сумме выражения (4,7) лишь одним членом, относящимся к терму 3D_1 (вследствие того, что он наиболее близок к терму 1D_2), они произвели корректирование подуровней сверхтонкой структуры термов 1D_2 и 3D_2 для обоих нечетных изотопов ртути Hg¹⁹⁹ ($I = \frac{1}{2}$) и Hg²⁰¹ ($I = \frac{3}{2}$).

Оказалось, что разности между подуровнями сверхтонкой структуры с одинаковыми F для термов 1D_2 и 3D_1 увеличиваются по сравнению с идеальной схемой (т. е. по сравнению с результатами расчетов

*) В дальнейшем Милианчук¹⁶⁰ теоретически показал, что при высоких давлениях на вероятность запрещенных переходов типа $^1S_0 - ^3P_2$ в значительной степени влияет неоднородность межмолекулярного электрического поля.

в нулевом приближении). Кроме того, Гаудсмит и Бечер обосновали появление запрещенной линии $^3P_0 - ^1D_2$, и в случае, когда у взаимодействующих термов имеется лишь по одному подуровню с одинаковым F , для отношения интенсивностей запрещенной и соответствующей разрешенной линий они вывели простую формулу

$$\frac{I}{I_0} = \frac{\delta}{\Delta + \delta}, \quad (4,8)$$

где Δ — расстояние между указанными подуровнями без учета взаимодействия термов, а δ — изменение этого расстояния, вызванное взаимодействием термов.

Теории остальных запрещенных линий посвящены три работы. Во всех этих работах использована одна и та же гипотеза о возникновении рассматриваемых линий под влиянием магнитного момента ядра. В первой из них¹⁴⁷ вычислены относительные интенсивности компонент сверхтонкой структуры линий HgI $^1S_0 - ^3P_2$. Во второй¹⁴² исследована запрещенная линия HgI $^1S_0 - ^3P_0$. Получено отношение интенсивностей исследуемой линии для двух нечетных изотопов — Hg¹⁹⁹ и Hg²⁰¹, обладающих спинами $I_1 = \frac{1}{2}$ и $I_2 = \frac{3}{2}$ соответственно (спины остальных изотопов равны нулю), именно

$$\frac{I}{I_0} = \frac{g^2(I_1) I_1 (I_1 + 1) p_1}{g^2(I_2) I_2 (I_2 + 1) p_2}, \quad (4,9)$$

где $g(I_1)$ и $g(I_2)$ — гиромагнитные отношения, а p_1 и p_2 — процентные содержания этих изотопов. Установлено, что наиболее сильно возмущающим термом для терма 3P_0 является 3P_1 , и на основании предположения об одинаковом порядке недиагональных и диагональных элементов матрицы возмущения $(\gamma', J', F' | V | \gamma, J, F)$ произведена оценка отношения вероятностей переходов $A(^3P_0 \rightarrow ^1S_0)$ и $A(^3P_1 \rightarrow ^1S_0)$. В последней работе¹⁴⁸ исследованы запрещенные переходы $^3P_0 \rightarrow ^1S_0$ и $^3P_2 \rightarrow ^1S_0$ для ртути, кадмия и цинка. Терм 3P_2 также наиболее сильно возмущается термом 3P_1 . Показано, что соотношение (4,9) остается в силе и для перехода $^3P_2 \rightarrow ^1S_0$.

Кроме того, полуэмпирическим методом (используя экспериментальные данные сверхтонкой структуры и результаты расчетов недиагональных элементов матрицы возмущения) получены численные значения отношений вероятностей переходов $^3P_0 \rightarrow ^1S_0$ и $^3P_2 \rightarrow ^1S_0$ к вероятности резонансного перехода $^3P_1 \rightarrow ^1S_0$ для ртути, кадмия и цинка. Эти численные значения оказались одинакового порядка. Однако только для ртути и кадмия были обнаружены линии, отвечающие указанным переходам. Отсутствие их у цинка можно, по-видимому, объяснить тем, что мультиплетные уровни 3P_0 , 3P_1 и 3P_2 атома цинка очень близки друг к другу, следовательно, переходы атома с метастабильных уровней 3P_0 и 3P_2 на неметастабильный 3P_1 значительно облегчены, а значит, очень трудно достичь такой концентрации метастабильных атомов, которая необходима для получения заметной интенсивности линий $^1S_0 - ^3P_0$ и $^1S_0 - ^3P_2$.

В дополнение к результатам рассмотренных теоретических работ необходимо еще отметить, что уже из самой гипотезы Боуэна о происхождении линий $^1S_0 - ^3P_0$, $^1S_0 - ^3P_2$ и $^3P_0 - ^1D_2$ вытекают следующие их особенности. Во-первых, они должны излучаться лишь нечетными изотопами HgI, CdI и ZnI (магнитные моменты ядер четных изотопов этих элементов равны нулю), во-вторых, сверхтонкая структура их должна быть различна для различных значений спина, и, в-третьих, при наличии нескольких нечетных изотопов у линий должен наблюдаться изотопический сдвиг.

Все эти особенности, а также и результаты изложенной выше теории были подтверждены в экспериментальных работах Гавиолы, Мрозовского и других авторов¹⁴⁹⁻¹⁵³. В работе Гавиолы¹⁴⁹ найдено отношение вероятностей $\text{HgI } A(^3P_0 \rightarrow ^1S_0)$ и $\text{HgI } A(^3P_1 \rightarrow ^1S_0)$. Мрозовский¹⁵⁰⁻¹⁵¹ исследовал все три запрещенные линии ртути. Получены они были путем оптического возбуждения в парах ртути с примесью азота согласно методу, изложенному выше. Мрозовский установил у всех этих линий вышеупомянутый изотопический сдвиг, измерил для линий $^1S_0 - ^3P_2$ и $^3P_0 - ^1D_2$ относительные интенсивности компонент сверхтонкой структуры, а также обнаружил и другие закономерности, находящиеся в хорошем согласии с теорией. В работах¹⁵²⁻¹⁵³ показано, что интенсивности рассматриваемых линий как ртути, так и кадмия пропорциональны количеству нечетных изотопов (линии возбуждались в парах ртути и кадмия с различными изотопическими составами).

На основании всего сказанного о влиянии магнитного момента ядра на запрещенные переходы можно заключить, что и взаимодействие электрических квадрупольных моментов ядер с электронными оболочками также должно привести к возникновению запрещенных линий. Пока изучается только влияние электрического квадрупольного момента ядра на сверхтонкую структуру уровней атомов различных элементов (в частности, европия, калия, цезия и других¹⁵⁴⁻¹⁵⁵). Из экспериментальных данных сверхтонкой структуры главным образом и определяются квадрупольные электрические моменты ядер.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Из всех запрещенных линий сравнительно очень немногие были получены в лабораторных условиях*). Они наблюдались как в абсорбционных, так и в эмиссионных спектрах. В поглощении**) особенно удобно изучать те линии, которые возникают при переходах между высокими метастабильными уровнями и нормальным, потому что получить достаточно большую концентрацию атомов в высоких метастабильных состояниях чрезвычайно трудно. Абсорбционный метод изучения запрещенных линий имеет свои недостатки и преимущества. С одной стороны, значительно упрощаются измерения вероятностей переходов, так как здесь отпадает вопрос о населенности метастабильных уровней; с другой стороны, имеются большие трудности при измерениях интенсивностей слабых линий поглощения, что вызывает необходимость использования очень толстых слоев исследуемых газов или паров. Следует также отметить, что абсорбционный метод можно применять лишь для изучения переходов между теми термами, один из которых является обязательно нормальным.

Эмиссионные запрещенные линии получаются чаще всего в разрядных трубках. Используются трубки как с внутренними, так и внешними электродами, причем последние особенно пригодны в том случае, когда достаточно давление паров исследованного вещества достигается лишь при высоких температурах. Как уже было упомянуто, для получения достаточно интенсивных спонтанных запрещенных линий исследуемый газ в небольших количествах смешивается с инертными или другими газами, атомы или молекулы которых обладают высокими потенциалами возбуждения. Присутствие инертного газа приводит к увеличению вероятности возбуждения исследуемых атомов, так как упругие столкновения

*) См. подробнее у Мрозовского².

**) В спектрах поглощения наблюдались как спонтанные, так и вынужденные запрещенные линии, например, серии $^2S - m^2D$ щелочных металлов⁹³, линия $^1S_0 - ^3P_2$ ртути¹³³ и др.

атомов этого газа со свободными электронами понижают среднюю кинетическую энергию последних до значений, сравнимых с энергиями метастабильных уровней. Вопрос о конкретной роли того или иного инертного газа при получении запрещенных линий еще не решен.

Другим важнейшим методом получения запрещенных линий является метод флуоресценции. В этом случае атомы исследуемого вещества вначале путем абсорбции света переходят в высокие возбужденные состояния, а затем путем излучения или соударений с другими атомами переходят на метастабильные уровни. Этот метод пока применен лишь к ртути (Вуд и Гавиола ¹⁴⁹). Ртутные пары исследовались при комнатной температуре с добавкой гелия или азота в флуоресцентной трубке. Атомы ртути возбуждались до уровней 3P_1 путем облучения их резонансным излучением $\lambda 2537 \text{ \AA}$, а затем, в результате столкновений, переходили в метастабильные состояния 3P_0 . Было бы желательным применить описанный метод и в других случаях.

Третьим важнейшим методом получения и исследования запрещенных линий является метод радиоспектроскопии. Об этом методе и области его применения мы уже говорили выше.

Все оптические методы связаны с большими трудностями при измерении интенсивностей слабых запрещенных линий, тем более, что последние часто находятся вблизи разрешенных линий. При их преодолении, вообще говоря, отдается предпочтение мерам, связанным с улучшением условий возбуждения запрещенных линий, а не с совершенствованием измерительной аппаратуры, так как бывает иногда, что небольшое изменение в условиях возбуждения приводит к увеличению интенсивности исследуемой запрещенной линии в несколько сот раз ².

Необходимо отметить, что в лабораторных условиях главным образом исследовались запрещенные линии нейтральных атомов. Только при очень малом давлении в разрядных трубках без примеси инертного газа удалось получить с заметной интенсивностью запрещенные линии однократно ионизованных атомов ². Исследование в лабораторных условиях запрещенных линий атомов с более высокой степенью ионизации пока находится в зачаточном состоянии*). Эта задача является едва ли не важнейшей среди задач, относящихся к исследованию запрещенного излучения атомов.

Так как до сих пор огромное большинство запрещенных линий, наблюдаемых в спектрах небесных тел, не было получено в лаборатории, то второй весьма важной задачей является возможно полный и точный расчет соответствующих этим линиям вероятностей переходов. Такой расчет для основных конфигураций, принадлежащих атомам элементов первых двух коротких периодов таблицы Менделеева, как мы уже упоминали, произведен довольно тщательно. Расчет же вероятностей запрещенных переходов, принадлежащих конфигурациям d^n , $d^{n-1}s$ и т. п., которые характерны главным образом для атомов элементов первого длинного периода, по сути дела (если не считать работ Пастернака и Гарстанга ¹⁶⁻¹⁵⁶) только начат. Следует отметить, что для получения точных численных значений этих вероятностей необходимо иметь возможно более точное значение радиального интеграла S_q .

Несмотря на то, что общей теории запрещенных линий, представляющих астрофизический интерес, посвящено довольно большое число работ, все же случаи применения этой теории к конкретным линиям крайне редки. Насколько известно, до сих пор лишь теорию «небулярных» линий можно считать достаточно разработанной.

*) Если не считать ионов в кристаллах и растворах.

Из не решенных еще задач, как теоретических, так и экспериментальных, относящихся к запрещенному излучению атомов, можно также указать следующие: 1) дальнейшее развитие теории межконфигурационных и других взаимодействий, 2) отождествление оставшихся неотожествленными четырех корональных линий и других линий в спектрах небесных тел, 3) обнаружение спонтанных мультипольных линий высшего, чем второй, класса, 4) дальнейшее исследование интерференционного эффекта в смешанном излучении, 5) обнаружение чисто магнитных дипольных линий в оптической области и другие.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. J. S. Bowen, Rev. Mod. Phys. 8, 55 (1936).
2. S. Mrozowski, Rev. Mod. Phys. 16, 153 (1944).
3. В. Б. Берестецкий, ЖЭТФ 17, 12 (1947).
4. Е. Кондон, Г. Шортли, Теория атомных спектров, ИЛ, 1949.
5. A. Rubinowicz, J. Blaton, Erg. d. Ex. Naturwiss. XI, 176 (1932).
6. H. C. Brinkman, Dissertation, Utrecht (1932).
7. J. Blaton, Zeits. f. Phys. 89, 155 (1934).
8. G. Shortley, L. Aller, J. Baker, D. Menzel, Aph. J. 93, 178 (1941).
9. А. И. Ахиезер, В. Б. Берестецкий, Квантовая электродинамика, Гостехиздат, 1953.
10. D. Menzel, L. Aller, M. Hebb, Aph. J. 93, 230 (1941).
11. D. Menzel, L. Aller, Aph. J. 93, 195 (1941).
12. D. Menzel, L. Aller, Aph. J. 94, 30 (1941).
13. D. Menzel, L. Aller, Aph. J. 102, 239 (1945).
14. E. Condon, Aph. J. 79, 217 (1934).
15. G. Shortley, Phys. Rev. 57, 225 (1940).
16. S. Pasternack, Aph. J. 92, 129 (1940).
17. R. H. Garstang, Proc. Cambridge Phil. Soc. 53, 274 (1957).
18. G. Shortley, Phys. Rev. 52, 713 (1937).
19. Э. В. Шпольский, Атомная физика, т. 2, М.—Л. (1950).
20. Л. А. Сена, Столкновения электронов и ионов с атомами газа, Л., 1948.
21. И. П. Богданова, Вестник ЛГУ, № 4, 41 (1956).
22. А. Митчелл, М. Земанский, Резонансное излучение и возбужденные атомы, ИЛ, 1937.
23. С. Э. Фриш, УФН XLI, вып. 4, 462 (1957).
24. С. Э. Фриш, И. П. Запесочный, ДАН СССР 55, 971 (1954).
25. И. П. Запесочный, Вестник ЛГУ, № 11, 67 (1954).
26. С. Э. Фриш, И. П. Запесочный, Известия АН СССР, сер. физ. 19, 5 (1955).
27. С. Э. Фриш, Э. К. Краулия, ДАН 101, 837 (1955).
28. R. Frerichs, J. S. Campbell, Phys. Rev. 36, 149, 151 (1930).
29. E. Segré, C. J. Bakker, Zeits. f. Phys. 72, 724 (1931).
30. H. Niewodniczański, Phys. Rev. 44, 854 (1933).
31. H. Niewodniczański, Acta Phys. Pol. 5, 111 (1936).
32. B. Milianczuk, Zeits. f. Phys. 74, 825 (1932).
33. М. А. Ельяшевич, Спектры редких земель, Л., 1953.
34. K. H. Hellvege, Zeits. f. Phys. 119, 325 (1942).
35. K. H. Hellvege, Zeits. f. Phys. 121, 588 (1943).
36. S. I. Wawilow, E. Brumberg, Phys. Zeits. des Sow. 3, 103 (1933).
37. С. И. Вавилов, Микроструктура света, М., 1950.
38. А. Н. Зайдель, Л. И. Ларионов, ДАН СССР 19, 683 (1938).
39. Л. И. Ларионов, О. В. Новикова-Минаш, А. Н. Зайдель, ДАН СССР 21, 325 (1938).
40. J. Hooghsagen, C. Gorter, Physica 14, 197 (1948).
41. А. Н. Севченко, В. К. Трофимов, ЖЭТФ 21, 220 (1951).
42. А. Н. Севченко, А. Г. Морачевский, Изв. АН СССР, сер. физ. 15, 628 (1951).
43. H. Gobrecht, Phys. Zeits. 37, 153, 549 (1936).
44. H. Gobrecht, Ann. d. Phys. 28, 673 (1937).
45. H. Ewald, Zeits. f. Phys. 110, 428 (1938).
46. O. Deutschbein, Ann. d. Phys. 36, 183 (1939).
47. S. Freed, S. J. Weissman, Phys. Rev. 60, 440 (1941).
48. E. Gerjoy, Phys. Rev. 60, 233 (1941).

49. E. Fermi, E. Segrè, Zeits. f. Phys. 82, 729 (1933).
50. A. Rubiłowicz, Zeits. f. Phys. 65, 662 (1930).
51. S. Mrozowski, Phys. Rev. 58, 1086 (1940).
52. S. Mrozowski, Phys. Rev. 59, 808 (1941).
53. S. Mrozowski, Phys. Rev. 60, 225 (1941).
54. S. Mrozowski, Phys. Rev. 57, 207 (1940).
55. S. Mrozowski, Phys. Rev. 69, 169 (1946).
56. M. Hulst, S. Mrozowski, Phys. Rev. 86, 587 (1952).
57. B. Milianczuk, Acta Phys. Pol. 4, 65 (1935).
58. W. Prokofjew, Zeits. f. Phys. 57, 387 (1929).
59. P. W. Merrill, Aph. J. 67, 391 (1928).
60. J. Blaton, Zeits. f. Phys. 61, 263 (1930).
61. J. Blaton, Zeits. f. Phys. 69, 835 (1931).
62. J. Blaton, Zeits. f. Phys. 74, 418 (1932).
63. Э. Е. Вайштейн, М. М. Кахана, Справочные таблицы по рентгеновской спектроскопии, М., 1953.
64. Я. Т. Дорфман, Магнитные свойства атомного ядра, Л.—М., 1948.
65. P. Kusch, S. Millman, J. J. Rabi, Phys. Rev. 57, 765 (1940).
66. J. B. M. Kellogg, S. Millman, Rev. Mod. Phys. 18, 323 (1946).
67. J. J. Rabi, J. B. M. Kellogg, J. R. Zacharias, Phys. Rev. 55, 526 (1939).
68. J. J. Rabi, S. Millman, P. Kusch, Phys. Rev. 53, 318 (1938).
69. P. Kusch, Phys. Rev. 100, 1188 (1955).
70. Davis, Feld, Zabel, Zacharias, Phys. Rev. 76, 1076 (1949).
71. Perl, Rabi, Senitzky, Phys. Rev. 98, 611 (1955).
72. B. Senitzky, J. J. Rabi, Phys. Rev. 103, 315 (1956).
73. U. Meyer-Berkhout, Zeits. f. Phys. 141, 185 (1955).
74. M. Phillips, Phys. Rev. 103, 322 (1956).
75. J. Kaplan, Phys. Rev. 55, 598 (1939).
76. J. Kaplan, Phys. Rev. 56, 858 (1939).
77. E. Condon, Aph. J. 79, 217 (1934).
78. A. Rubiłowicz, Le J. de Phys. et le Rad. 10, № 5, 34 D (1949).
79. Г. Мессен, Е. Бархон, Электронные и ионные столкновения, ИЛ, М., 1958.
80. В. А. Амбарцумян, Э. Р. Мустель, А. Б. Северный, В. В. Соболев, Теоретическая астрофизика, М., 1952.
81. В. А. Амбарцумян, Циркуляры ГАО, № 6 (1933).
82. M. Hebb, D. Menzel, Aph. J. 92, 408 (1940).
83. Jamanouchi, Jnui, Ameniya, Proc. Phys.-math. Soc. of Japan, ser. 3, 22, 848 (1940).
84. L. H. Aller, Aph. J. 111, 609 (1950).
85. M. J. Seeton, Proc. Roy. Soc. 218A, 400 (1953).
86. Н. Мотт, Г. Мессен, Теория атомных столкновений, ИЛ, 1951.
87. H. Jilmaz, Phys. Rev. 100, 1148 (1955).
88. Morse, Young, Haurvitz, Phys. Rev. 48, 948 (1935).
89. А. П. Юцис, ЖЭТФ 19, 565 (1949).
90. А. П. Юцис, В. К. Шугуров, Г. К. Цюнайтис, ЖЭТФ 23, 517 (1952).
91. D. Layzer, Month. Notices R. Astr. Soc. 114, 692 (1954).
92. R. H. Garstang, Proc. Cambridge Phil. Soc. 52, 107 (1956).
93. Г. Герцберг, Атомные спектры и строение атомов, ИЛ, 1948.
94. W. Lamb, R. Retherford, Phys. Rev. 72, 241 (1947).
95. H. A. Bethe, Phys. Rev. 72, 339 (1947).
96. G. Breit, E. Teller, Aph. J. 91, 215 (1940).
97. B. Edlén, Month. Notices Roy. Astr. Soc. 114, 700 (1954).
98. И. С. Шкловский, Солнечная корона, М.—Л., 1948.
99. J. S. Bowen, Aph. J. 121, 306 (1955).
100. И. А. Хвостиков, Свечение ночного неба, М.—Л., 1948.
101. Б. А. Воронцов-Вельяминов, Газовые туманности и новые звезды, М., 1948.
102. А. Унзольд, Физика звездных атмосфер, ИЛ, 1949.
103. Tcheng Mao-Lin, J. Dufay, C. R. Acad. Sci. 220, 681 (1945).
104. И. С. Шкловский, Радиоастрономия, М., 1955.
105. C. Störmer, The polar aurora, Oxford (1955).
106. J. C. Mac Lennan, Shrum G. M., Proc. Roy. Soc. 108, 501 (1925).
107. A. Dauvillier, Rev. gén de l'électricité 31, 303, 443, 477 (1932).
108. A. Dauvillier, Le magnetisme des corps celestes. Les aurores polaires et la luminiscence nocturne, Paris (1934).
109. Birkelaud, Kr. Vid. Selsk. Skr. Math. Kl. № 1 (1901).

110. К. Штермер, Проблема полярных сияний, ИЛ, 1933.
111. С. А. Богуславский, Труды инст. физики МГУ, в. XI, М. (1929).
112. S. Charman, V.C.A. Ferraro, Terr. Magn. **36**, 77 (1931), **37**, 147 (1932).
113. В. Г. Фесенков, Изв. АН СССР, сер. физ. **11**, 9 (1947).
114. Roach, Helen, Williams, Amand, Davis, Ann. d'astrophys. **16**, № 4, 185 (1953).
115. C. T. Elvey, Rev. Mod. Phys. **14**, 140 (1942).
116. И. А. Хвостиков, ДАН СССР **27**, № 9, 217 (1940).
117. А. И. Оль, Природа, № 9 (1950).
118. M. Nicolet, Naturwiss. **51**, 839 (1938).
119. C. W. Ufford, R. M. Gilmour, Aph. J. **111**, 580 (1950).
120. Grottrian, Naturwiss. **27**, 214 (1939).
121. B. Edlén, Zeits. f. Aph. **22**, 30 (1942).
122. Pecker Charlotte, D. Billings, W. Roberts, C. R. Acad. Sci. **238**, 1001 (1954).
123. В. И. Красовский, УФН, т. LXIII, вып. 4, 672 (1957).
124. С. Л. Мандельштам, А. И. Ефремов, УФН, т. LXIII, вып. 1, 163. (1957).
125. Д. И. Блохинцев, Основы квантовой механики, М., 1949.
126. B. Milianczuk, Acta Phys. Pol. **3**, 123 (1934).
127. W. Steubing, W. Redepennig, Ann. d. Phys. **24**, 161 (1935).
128. L. Janssons, Acta Phys. Pol. **4**, 281 (1935).
129. F. A. Jenkins, E. Segrè, Phys. Rev. **55**, 545 (1939).
130. J. S. Foster, Proc. Roy. Soc. **122A**, 599 (1929).
131. J. S. Foster, Proc. Roy. Soc. **131A**, 142 (1931).
132. C. J. Bakker, E. Segrè, Zeits. f. Phys. **79**, 655 (1932).
133. J. Brochard, P. Jacquinet, Ph. Pluvinage, C. R. Acad. Sci. **220**, 38 (1945).
134. P. Jacquinet, C. R. Acad. Sci. **213**, 64 (1941).
135. P. Jacquinet, J. Brochard, C. R. Acad. Sci. **217**, 569 (1943).
136. J. Brochard, P. Jacquinet, C. R. Acad. Sci. **216**, 581 (1943).
137. А. Зоммерфельд, Строение атома и спектры, ИЛ, 1956.
138. С. Э. Фриш, Спектроскопическое определение ядерных моментов, Л., 1948.
139. S. Goudsmit, R. Bacher, Zeits. f. Phys. **66**, 13 (1930).
140. Ф. М. Герасимов, С. Э. Фриш, ЖЭТФ **8**, 267 (1938).
141. E. Fermi, Zeits. f. Phys. **60**, 320 (1930).
142. W. Opechowski, Zeits. f. Phys. **109**, 485 (1938).
143. Rayleigh, Proc. Roy. Soc. **117A**, 294 (1928).
144. H. Schüller, E. G. Jones, Zeits. f. Phys. **77**, 801 (1932).
145. J. Okubo, Matuyama, Phys. Rev. **38**, 1651 (1931).
146. S. Goudsmit, R. F. Bacher, Phys. Rev. **43**, 895 (1933).
147. F. Einaudi, Rend. R. Acad. dei Lincei **17**, 552 (1933).
148. Л. А. Борисоглебский, Ученые записки БГУ, сер. физ.-мат. (1958).
149. E. Gaviola, Contr. al Estudio dela Ciencias, La Plata **5**, 65 (1929).
150. S. Mrozowski, Zeits. f. Phys. **108**, 204 (1938).
151. S. Mrozowski, Phys. Rev. **67**, 161 (1945).
152. K. G. Kessler, Phys. Rev. **77**, 559 (1950).
153. Deloume, J. R. Holmes, Phys. Rev. **76**, 174 (1949).
154. Экспериментальная ядерная физика, т. 1. Под ред. Серге Э., ИЛ, 1955.
155. P. Buck, J. J. Rabi, B. Senitzky, Phys. Rev. **104**, 553 (1956).
156. R. H. Garstang, Proc. Cambridge Phill. Soc. **54**, 383 (1958).
157. А. Н. Теренин, Введение в спектроскопию, Л., 1933.
158. В. С. Милиянчук, Докторская диссертация, 1956.
159. В. С. Милиянчук, Наукові записки Льв. ГУ, XII, сер. физ.-мат., вып. 3, 134 (1949).
160. В. С. Милиянчук, Наукові записки Льв. ГУ, XV, сер. физ.-мат. вып. 4, 93 (1949) 67.
161. В. С. Милиянчук, ДАН **67**, 1001 (1949).
162. В. С. Милиянчук, ДАН **68**, 41 (1949).
163. Н. А. Прилежаева, Б. Н. Гулько и В. И. Данилова, Изв. АН СССР, сер. физ. XII, № 4, 362 (1948).
164. Л. К. Климовская, Наукові записки Льв. ГУ, XII, сер. физ.-мат., вып. 3, 149 (1949).
165. H. Krefft, Zeits. f. Phys. **77**, 752 (1932).
166. A. Shenstone, H. Russel, Phys. Rev. **39**, 415 (1932).