

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

НЕКОТОРЫЕ ВОПРОСЫ ОПТИКИ ГАЗОВОГО РАЗРЯДА

В. А. Фабрикант

«Светящиеся электрические разряды эффектны и великолепны. В них есть что-то манящее, чего нет в более простых и банальных явлениях, они приковывают внимание своей красотой, разнообразием и таинственностью, так же как и возможностями их применения».

К. К. Дарроу

Оптика электрического разряда в парах и газах до сих пор ещё не может считаться вполне установившейся областью физики, обладающей единством и стройностью. Это тем более странно, что общеизвестна роль оптики газового разряда в возникновении современной теории строения вещества. Ведь, по существу, изучение линейчатых спектров, испускаемых при электрическом разряде парами и газами, привело к открытию основных особенностей структуры атомов и молекул.

Однако при всех этих исследованиях, ставивших перед собой целью выяснение структуры нормальных и возбуждённых атомов, естественно, старались исключить влияние условий разряда. В вопросах, связанных со структурой спектра, это было вполне возможно, но при переходе к анализу интенсивностей спектральных линий сразу возникли большие затруднения. Интенсивности оказались в равной мере зависящими и от структуры излучающих атомов, и от условий возбуждения, и «условий существования» возбуждённых атомов, т. е. от условий разряда. Вероятность перехода между соответствующими атомными энергетическими уровнями, часто называемая интенсивностью спектральной линии, иногда вовсе не влияет на реальную интенсивность спектральной линии, иногда влияет довольно сложным и косвенным образом.

Вместе с тем знание оптических свойств газового разряда приобретает всё большее и большее значение. Оптические процессы в плазме разряда, безусловно, играют большую роль в общем механизме разряда. Оптические методы дают возможность глубже проникнуть в механизм разряда, не внося никаких возмущений.

Наконец, характерной особенностью развития новых источников света является то, что в них используется излучение электрического разряда в парах и газах. Иногда это излучение используется непосредственно (натриевые и ртутные лампы), иногда излучение предварительно преобразовывается (люминесцентные лампы), но во всяком случае в каждом новом источнике света процесс преобразования электрической энергии в энергию излучения начинается в газовом разряде.

Классическим объектом для работ по исследованию газового разряда является ртутный разряд. Объясняется это как физическими свойствами такого разряда, так и большой его практической важностью. В мощных ртутных выпрямителях на токи порядка десятков тысяч ампер и в миниатюрных люминесцентных лампах с мощностью порядка нескольких ватт работает разряд в парах ртути.

Настоящая статья представляет краткий обзор некоторых результатов, полученных во Всесоюзном ордена Ленина Электротехническом Институте им. В. И. Ленина (ВЭИ) в области оптики стационарного газового разряда. Обзор составлен к двадцатипятилетию юбилею ВЭИ. В выполнении работ принимали участие Ф. А. Бутаева, Л. М. Биберман, А. С. Канель, К. И. Паневкин, В. Л. Пульвер, Г. Н. Рохлин, В. А. Фабрикант, Б. М. Яворский, И. П. Цирг и др.

Мы не будем придерживаться хронологической последовательности, а постараемся дать логически связную картину.

Работы ВЭИ могут быть разбиты на три группы:

- 1) исследование механизма оптических процессов в газовом разряде;
- 2) применение оптических методов для исследования общего механизма газового разряда;
- 3) определение элементарных атомных констант из характеристик разряда.

С точки зрения механизма излучения резко различаются разряды низкого и высокого давлений. Большая часть излагаемых ниже результатов будет относиться к разряду низкого давления. В таком разряде наиболее выпукло проявляется связь между элементарными атомными константами и макроскопическими характеристиками разряда.

1. ОСОБЕННОСТИ ПЛАЗМЫ РАЗРЯДА НИЗКОГО ДАВЛЕНИЯ

В состав плазмы разряда низкого давления входят два газа с резко различными температурами: это газ, в обычном смысле слова, состоящий из атомов, и «электронный газ», состоящий из свободных электронов.

Температура атомного газа порядка сотен градусов (по абсолютной шкале), а температура электронного газа, называемая электронной температурой, достигает десятков и даже сотен тысяч градусов.

Такое удивительное сосуществование в одном объеме двух газов с резко отличающимися температурами качественно объясняется довольно просто. Электроны, как заряженные частицы, ускоряются

электрическим полем, действующим параллельно оси разряда. Электронный газ как бы подогревается полем. На нейтральные атомы это поле, естественно, не действует. Благодаря соударениям электронов с атомами и между собой, их движение носит весьма сложный зигзагообразный характер. Наличие направленного тока в разряде проявляется только как ветер (дрейф), дующий в этой электронной атмосфере. Аналогично обычной атмосфере, скорость ветра значительно меньше средней скорости хаотического движения частиц газа.

Хаотичность движения электронов сопровождается установлением максвелловского распределения по энергиям. Собственно, только благодаря этому обстоятельству и имеет смысл говорить об электронной температуре, характеризующей распределение электронов по энергиям. Средняя энергия электрона равна, как обычно у одноатомных газов, $\frac{3}{2} kT_e$, где T_e — электронная температура, а k — постоянная Больцмана.

На рис. 1 изображено максвелловское распределение по энергиям. Подчеркиваем, что по оси абсцисс отложена энергия электронов, а не скорость, как это обычно делают. Энергия электронов выражается в электрон-вольтах. Электронную температуру также принято выражать в электрон-вольтах: 1 вольт соответствует 7800°K . Максимум максвелловской кривой соответствует энергии электронов, равной одной трети электронной температуры.

Если электрическое поле «подогревает» электронный газ, то соударения с атомами «охлаждают» электронный газ. Как известно, соударения электронов с атомами могут быть упругими и неупругими. Неупругие соударения, в свою очередь, делятся на удары первого и второго рода.

При упругом соударении электрон передает атому очень небольшую долю своей энергии, в среднем равную $2 \frac{m}{M}$, где m — масса электрона, а M — масса атома. Малость этой величины и объясняет возможность существования большого перепада температур между атомарным и электронным газом.

В разряде низкого давления основную роль играют неупругие удары первого рода. Однако эти соударения могут совершать только сравнительно быстрые электроны. Потенциалы возбуждения обычно лежат значительно правее максимума максвелловской кривой распределе-

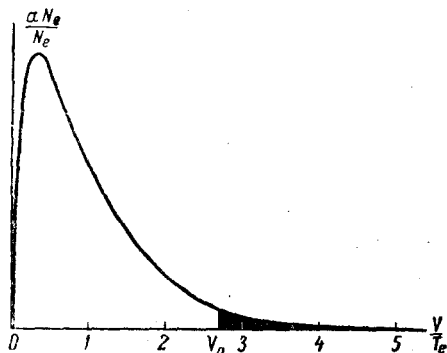


Рис. 1. Максвелловское распределение электронов по энергиям. Типичное соотношение между потенциалом возбуждения и максимумом максвелловской кривой.

ния электронов по энергиям. Электронная температура будет тем ниже, чем меньше потенциалы возбуждения и ионизации атомов газа. На рис. 1 V_a — потенциал возбуждения. Заштрихованная площадь изображает число электронов, могущих участвовать в неупругих соударениях первого рода.

При малых плотностях тока и низких давлениях, когда не играют заметной роли вторичные процессы, энергия, сообщаемая электронами атомам при ударах первого рода, должна целиком превращаться в излучение. В разрядах такого типа удар первого рода является вообще основным процессом в механизме возбуждения атомов. Число ударов первого рода определяется функцией возбуждения данного атома, концентрацией и температурой электронов.

Для таких условий разряда возможно решение одной из основных задач оптики газового разряда — установление связи между абсолютной интенсивностью излучения разряда с одной стороны и электрокинетическими характеристиками с другой. Поскольку функции возбуждения не могут быть выражены в аналитической форме, приходится пользоваться разумной аппроксимацией.

Выбор соответствующей аппроксимации позволил получить аналитическое соотношение для интенсивности спектральной линии, как функции атомных констант и электронных характеристик¹

$$I_\nu = CnN_eQ(V_m)V\overline{T_e}f(T_e, V_a, V_m), \quad (1)$$

где C — известная постоянная, $Q(V_m)$ — эффективное сечение атома в максимуме функции возбуждения, T_e — две трети электронной температуры, V_a — потенциал возбуждения, N_e — концентрация электронов, n — концентрация нормальных атомов, $f(T_e, V_a, V_m)$ — фактор, учитывающий распределение электронов по скоростям и форму функции возбуждения.

Пользуясь (1), можно решать задачи трёх различных типов: 1) известны n , N_e , T_e и функция возбуждения, — требуется определить интенсивность спектральной линии I_ν ; 2) известны I_ν и функция возбуждения, — требуется определить N_e и T_e ; 3) известны I_ν , n , N_e и форма функции возбуждения, — требуется определить атомную константу $Q(V_m)$. Мы последовательно остановимся на результатах, полученных по всем трём направлениям.

2. АБСОЛЮТНАЯ ИНТЕНСИВНОСТЬ РЕЗОНАНСНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ РАЗРЯДА

Наиболее подходящим объектом для решения задач первого типа является натриевый разряд, используемый в натриевых лампах. Для натриевого атома имеются весьма надёжные данные Христофа² и Гафта³ о функции возбуждения. С другой стороны, Драйвестейн и Вармольтц⁴ произвели тщательные измерения N_e , T_e и I_ν в натриевом разряде при различных условиях, изменявшихся в очень широких

пределах (сила тока, давление паров, добавление гелия, неона и аргона).

На рис. 2 по оси абсцисс отложена электронная температура T_e , по оси ординат—приведённая интенсивность D -линий натрия, равная отношению I_D к произведению nN_e . Ясно, что приведённая интенсивность должна быть, согласно (1), функцией только электронной температуры. Сплошная кривая рассчитана теоретически на основании формулы (1), треугольники, кружки и крестики изображают экспериментальные результаты. Мы видим, что наблюдается хорошее согласие между расчётом и экспериментом, несмотря на то, что речь идёт об абсолютных величинах. Интересно, что в тех случаях, когда сами Драйвестейн и Вармольти выражают сомнение в полученных ими значениях, наш расчёт дал резко выпадающие точки (например, около $T_e = 2$).

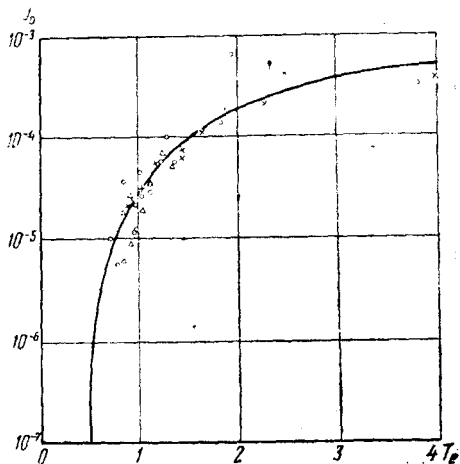


Рис. 2. Приведённая интенсивность резонансного излучения натриевого разряда.

После натриевого разряда естественно было перейти к более сложному объекту — ртутному разряду низкого давления. Ртутный разряд низкого давления интересен не только с точки зрения его применения в новых источниках света и ионных преобразователях тока, но и как классический объект для всевозможных исследований в области физики газового разряда. Б. Н. Клярфельд⁵ при помощи зондов Лэнгмюра весьма тщательно исследовал электрокинетические характеристики ртутного разряда низкого давления — N_e и T_e .

В натриевом разряде практически можно было ограничиться рассмотрением дублетного уровня $3^2P_{\frac{1}{2}, \frac{3}{2}}$ и дублетной резонансной линии 5889,963 — 5895,930 Å. В ртутном разряде дело обстоит гораздо сложнее — необходимо учитывать возбуждение минимум четырёх уровней 6^1P_1 и $6^3P_{0,1,2}$. С уровней 6^1P_1 и 6^3P_1 начинаются резонансные линии ртути 1849,57 и 2536,52 Å, а уровни 6^3P_0 и 6^3P_2 — метастабильные. Потенциалы возбуждения V_a для уровня 6^1P_1 — 6,67 вольт, для 6^3P_1 — 4,86 вольт, т. е. различаются на 1,81 вольт, что составляет весьма заметную величину. Форма функций возбуждения этих уровней также весьма различна. Анализ литературных данных показал, что $Q(V_m)$ для 6^1P_1 должно примерно в три раза превышать $Q(V_m)$ для 6^3P_1 и что $Q(V_m)$ для уровней $6^3P_{0,1,2}$ относятся

между собой примерно как статистические веса этих уровней^{6,7,8}, т. е. как 1:3:5.

Был рассчитан ход интенсивности линий 1849,57 и 2536,52 Å с изменением давления, на основании данных Б. Н. Клярфельда. Результаты расчёта привели к очень важному выводу, что при самых низких давлениях интенсивность линии 1849,57 Å, должна значительно превышать интенсивность линии 2536,52 Å³. С ростом давления соотношение интенсивностей изменяется на обратное за счёт снижения электронной температуры, ввиду указанной выше разницы между потенциалами возбуждения. Опубликованные позднее измерения Росслера и Шёнхера¹⁰ качественно подтвердили правильность рассчитанного хода кривой для линий 2536,52 Å. Позднее в ВЭИ были проведены из-

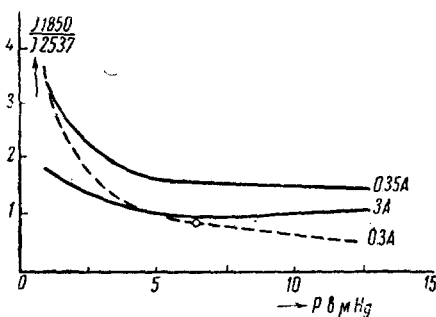


Рис. 3. Влияние давления на отношение интенсивностей ртутных линий 1849,57 и 2536,52 Å.

мерения, также давшие качественное согласие с теорией. Максимум кривой интенсивности для линии 2536,52 Å оказался в области давлений, близких к предсказанному теоретически (10^{-2} мм Hg)¹¹.

Так как линия 1849,57 Å чрезвычайно сильно поглощается воздухом, то для её исследования пришлось применить специальную методику. Было использовано то обстоятельство, что люминесценция виллемита возбуждается обоими резонансными линиями ртути.

На внутреннюю стенку трубки помещался слой виллемита, часть которого была закрыта увиолевым стеклом, пропускавшим только линию 2536,52 Å; пропускание стекла для линии 2536,52 Å было измерено отдельно. Измерения яркостью свободной поверхности виллемита и поверхности, закрытой увиолевым стеклом, давали возможность оценить роль обеих линий в возбуждении люминофора и определить величину, пропорциональную отношению интенсивностей этих двух линий.

На рис. 3 сплошными кривыми изображён экспериментальный ход величины, пропорциональной отношению интенсивностей линий 1849,57 и 2536,52 Å¹¹. Пунктиром нанесена теоретическая кривая, рассчитанная по формуле (1). Мы видим, что при малой силе тока (0,3 А) наблюдается качественное согласие в ходе экспериментальной и теоретической кривых. Заметное влияние силы тока на отношение интенсивностей свидетельствует о роли вторичных процессов, не учитываемых формулой (1).

Наконец, формула (1) была применена для расчёта неупругих потерь на возбуждение всех четырёх уровней 6^2P , и излучающих, и метастабильных.

Как указывалось выше, вероятности возбуждения до метастабильных уровней весьма велики. Поэтому на возбуждение метастабилей должна расходоваться значительная доля мощности разряда. Общая мощность, расходуемая на неупругие потери, получается соответствующим суммированием. Здесь опять наблюдается согласие между теорией и экспериментом, несмотря на отсутствие каких-либо произвольных постоянных.

3. ИССЛЕДОВАНИЕ ЭЛЕКТРОКИНЕТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК РАЗРЯДА

Переходим к использованию соотношения (1) для определения N_e и T_e , т. е. для изучения общего механизма разряда.

В качестве объекта был выбран ртутный разряд в магнитном поле, ибо в присутствии магнитного поля использование зонда Лэнгмюра весьма осложнено и может привести к большим ошибкам¹².

Исследовались линии 3704, 3906 и 5791 Å, испускаемые при переходах между сравнительно высокими уровнями и поэтому обладающие небольшой реабсорбцией. Ход интенсивностей по сечению в продольном магнитном поле в свете двух спектральных линий X — 3906 и O — 5791 Å оказался одинаковым. Поскольку эти линии обладают разными потенциалами возбуждения, совпадение кривых свидетельствует о постоянстве энергии электронов по сечению разряда. Измерения распределения интенсивностей дали возможность определить уже непосредственно распределение концентраций электронов по сечению разряда¹³.

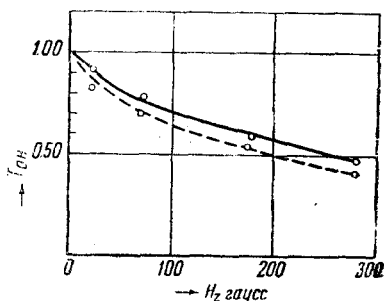


Рис. 4. Влияние магнитного поля на энергию электронов.

Измерения отношений интенсивностей линий 3704, 3906 и 5791 Å дали возможность определить ход электронной температуры в зависимости от напряжённости продольного магнитного поля, изображённый на рис. 4. Обнаруженный спад электронной температуры был позднее теоретически истолкован Тонксом¹⁴. С другой стороны, было показано, что при диффузионном режиме продольное магнитное поле может вызвать контракцию разряда только за счёт изменения граничных условий у стенки разрядной трубки¹⁵.

Соотношение (1) было также использовано для определения спада электронной температуры при росте тока в неоновом, гелиевом и аргоновом разрядах¹⁶. Полученные при этом результаты неплохо согласуются с данными зондовых измерений.

4. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЭФФЕКТИВНЫХ СЕЧЕНИЙ АТОМОВ

Разряд в парах калия, так же как и натриевый разряд, характеризуется тем, что значительная часть подводимой мощности превращается в излучение резонансной линии.

Обработка при помощи формулы (1) результатов зондовых измерений Б. Н. Клярфельда¹⁷ дала возможность определить эффективное сечение $Q(V_m)$ атома калия для процесса возбуждения уровней $5P_{\frac{1}{2}}, \frac{3}{2}$, с которых начинаются резонансные линии 7645,99 Å¹⁸.

Эта величина оказалась для разных условий разряда практически одной и той же и равной $720 \text{ см}^2/\text{см}^3$, что свидетельствует об очень высокой вероятности возбуждения. Последнее является следствием очень низкого потенциала возбуждения. Следует отметить, что непосредственное определение эффективного сечения $Q(V_m)$ для калия затруднено необходимостью экспериментировать с весьма медленными электронами.

При помощи соотношения (1) были также определены $Q(V_m)$ для функций возбуждения метастабильных атомов инертных газов (гелий, неон и аргон)¹⁶.

Соотношение (1) было обобщено на случай, когда возбуждение происходит не только из нормального состояния, но и из уже возбужденных промежуточных состояний.

При наличии таких процессов кумулятивного возбуждения интенсивность спектральной линии будет уже выражаться следующим образом:

$$I_\nu = C_e N_e \sqrt{T_e} [n Q(V_m) f(T_e, V_a, V_m) + n_a Q(V_{ma}) f_a(T_e, V_{aa}, V_{ma})], \quad (2)$$

где n_a — концентрация возбужденных атомов, $Q(V_{ma})$ — эффективное сечение возбужденных атомов.

При достаточно низком давлении можно показать, что n_a пропорционально концентрации электронов N_e и, следовательно:

$$I_\nu = a N_e + b N_e^2, \quad (3)$$

где a и b зависят от электронной температуры, атомных констант и плотности газа¹⁹.

Соотношения (2) и (3) дают возможность определить $Q(V_{ma})$ — эффективное сечение возбужденных атомов, если известно $Q(V_m)$ — эффективное сечение нормальных атомов и концентрация возбужденных атомов n_a . Были проведены опыты, в известном смысле аналогичные опытам Вуда с кумулятивным оптическим возбуждением паров ртути.

В качестве объекта был выбран ртутный разряд низкого давления (10^{-3} мм Hg), ибо, как указывалось выше, для этого

разряда имеются исчерпывающие данные для N_e и T_e Б. Н. Клярфельда. В этом разряде при помощи абсорбционных измерений определялось n_a — концентрация атомов на уровнях $6^3P_{0,1,2}$ (см. ниже), и измерялась интенсивность линий видимого триплета ртути $7^3S_1 - 6^3P_{0,1,2} - 5461, 4358$ и 4047 ¹⁹. Ход интенсивности, начиная с двух ампер, резко отличается от прямой, проходящей через начало координат, и соответствует уже не формуле (1), а формуле (2).

Особенно убедителен рис. 5, где по оси абсцисс отложены квадраты концентраций электронов N_e^2 , а по оси ординат — разности между ординатами экспериментальной кривой и прямой, проходящей через начало координат. Согласно (3), эти разности должны быть пропорциональны N_e^2 , что и наблюдается с большой точностью.

Согласно Ганле и Шаффернихту²⁰ $Q(V_m)$ для нормальных атомов ртути равно $1,2 \text{ см}^2/\text{см}^3$. Используя результаты измерений интенсивности и результаты измерений абсорбции, удалось при помощи формулы (2) определить эффективное сечение $Q(V_{ma})$ возбуждённых атомов (на уровнях $6^3P_{0,1,2}$), оказавшееся равным примерно $12 \text{ см}^2/\text{см}^3$.

Таким образом эффективное сечение возбуждённых атомов на порядок величины превышает эффективное сечение нормальных атомов. Позднее этот результат был подтверждён непосредственным расчётом эффективного сечения возбуждённых атомов. Полученное значение эффективного сечения показывает, что кумулятивные процессы должны играть очень большую роль в возбуждении верхних уровней.

К этим работам примыкает серия работ, посвящённых квантово-механическим расчётам эффективных сечений возбуждённых атомов²¹. В них были рассчитаны функции ступенчатого возбуждения для водорода, гелия и ртути, а также функция ступенчатой ионизации водорода. Во всех случаях эффективные сечения возбуждённых атомов во много раз превосходят эффективные сечения нормальных атомов.

Важно подчеркнуть, что большое поперечное сечение возбуждённых атомов, а не низкий потенциал возбуждения, определяет огромную роль кумулятивных процессов в разряде при больших силах тока. Объясняется это тем, что концентрации возбуждённых атомов в лучшем случае достигают больцмановских, а обычно значительно ниже их.

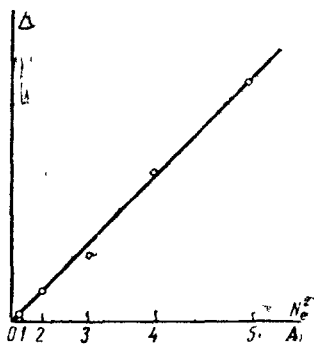


Рис. 5. Пропорциональность между числом актов ступенчатого возбуждения и квадратом концентрации электронов.

5. ОБЩАЯ КАРТИНА ВОЗБУЖДЕНИЯ АТОМОВ В РАЗРЯДЕ НИЗКОГО ДАВЛЕНИЯ

Возбуждённые атомы составляют весьма существенную компоненту плазмы газового разряда. В этих атомах аккумулируется заметная доля энергии и, главное, возбуждённые атомы активно участвуют в самых разнообразных процессах, протекающих в газовом разряде. Они облегчают ионизацию, действуя как примесь с низким потенциалом ионизации, они же «подогревают» электронный газ при ударах второго рода и, наконец, возбуждённые атомы определяют все оптические характеристики разряда.

Вопрос о концентрациях метастабильных атомов решается проще, чем для излучающих атомов.

Основное дифференциальное уравнение для концентрации возбуждённых атомов может быть записано в следующем виде²:

$$\frac{d^2 y_a}{dx^2} + \frac{1}{x} \frac{dy_a}{dx} - B_a q_e y_a = B_a q_e, \quad (4)$$

где y_a — приведённая концентрация возбуждённых атомов, равная отношению концентрации n_a к концентрации n_a^0 , устанавливающейся

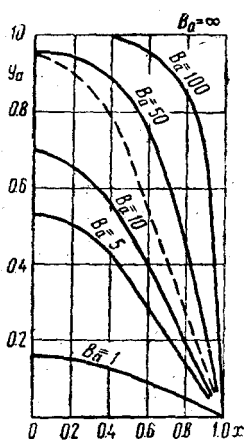


Рис. 6. Распределение возбуждённых атомов по сечению разряда.

в условиях температурного равновесия; $x = r/a$, где a — радиус разрядной трубки, q_e — распределение электронов по сечению разряда и B_a — параметр, характеризующий условия существования возбуждённых атомов и пропорциональный отношению вероятности уничтожения возбуждённого атома в объёме, за счёт ударов второго рода с электронами, к вероятности попадания такого атома на стенку разрядной трубки.

На рис. 6 изображены решения уравнения (4) при различных значениях параметра B_a ; при этом на стенке концентрация возбуждённых атомов полагалась равной нулю.

В дальнейшем был исследован вопрос о роли граничных условий, и получены соответствующие выражения, в которые, естественно, вошло соотношение между длиной свободного пробега и радиусом трубки²².

При малых значениях B_a , т. е. при уничтожении возбуждённых атомов на стенках, их распределение описывается функцией Бесселя нулевого порядка. При возрастании B_a распределение всё сильнее и сильнее отклоняется от бесселевского (см., например, $B_a = 50$, пунктиром дана функция Бесселя), и при B_a , стремящемся к бесконечности, приведённая концентрация стремится к постоянному значению, равному единице.

Вопрос о распределении возбуждённых атомов по сечению разряда представляет и самостоятельный интерес, но особенно важен этот

вопрос для определения эффективной продолжительности жизни возбужденных атомов в разряде. Только при бесселевском распределении атомов по сечению разряда диффузионная продолжительность жизни возбужденных атомов постоянна по сечению разряда. Таким образом, удары второго рода влияют на продолжительность жизни возбужденных атомов двумя путями: непосредственно (в объеме) и за счёт изменения вероятности диффузии к стенкам. Можно показать, что параметр B_a приближённо пропорционален произведению из силы тока на давление.

Применимость следствий, вытекающих из уравнения (4), к излучающим атомам нуждалась в особом обсуждении. В основе уравнения (4) лежало предположение о применимости законов обычной диффузии, что строго справедливо только для метастабильных атомов.

Для излучающих атомов основным является, конечно, не диффузия самих атомов, а диффузия излучения, испускаемого и поглощаемого атомами.

Однако законы диффузии излучения в газе чрезвычайно осложнены неэкспоненциальным законом ослабления пучка фотонов, распространяющегося в газе. Неэкспоненциальность связана с немонохроматичностью линий эмиссии и абсорбции. Использование аналогии между диффузией фотонов и атомов позволяет обобщить уравнение (4) и на излучающие атомы, но эта аналогия имеет свои границы²³.

Даже при низких давлениях паров ртути порядка 10^{-2} мм Hg коэффициент поглощения для центра линии 2537 Å около 10, а для линии 1850 Å около 100. Таким образом, фотоны, соответствующие этим линиям, смогут пролететь примерно 1 мм и 0,1 мм, после чего будут поглощены.

В результате актов поглощения возникнут новые возбужденные атомы, неотличимые от тех, которые испустили соответствующие фотоны. Эти новые возбужденные атомы опять испустят фотоны и так далее, пока фотоны не вырвутся из разрядной трубки наружу. На первый взгляд такая фотонная «эстафета» от атома к атому совершенно безобидна с точки зрения конечного результата. Однако это далеко не так.

Пока фотон летит от атома к атому, он, конечно, в полной безопасности, но во время «остановок» фотона в атомах ему угрожает серьёзная опасность со стороны тушащих соударений. Каждый из возбужденных атомов, образовавшихся по пути следования фотона, имеет шансы погибнуть в результате тушащего соударения.

Общее время, в течение которого может произойти тушащее соударение, равно числу «остановок», т. е. числу актов поглощения, умноженному на длительность каждой остановки, т. е. на продолжительность жизни возбужденного атома. Ясно, что имеет смысл ввести эффективную продолжительность жизни возбужденного атома, равную этому суммарному времени. Эффективная продолжительность жизни, таким образом, равна среднему промежутку времени от момента воз-

никновения фотона в какой-либо точке объёма газа до момента выхода фотона наружу. Времена, необходимые для пролёта фотоном межатомных расстояний, при этом не учитываются ввиду большой величины скорости света.

С ростом давления число «остановок» фотона будет расти, а следовательно, будет расти и эффективная продолжительность жизни. С ростом эффективной продолжительности жизни возрастёт роль тушащих соударений. Поэтому большие давления невыгодны для генерации резонансных линий, сильно поглощаемых газом. Стоит подчеркнуть, что в отсутствие тушащих соударений увеличение эффективной продолжительности жизни возбуждённых атомов было бы неопасно.

Приближённо для излучающих атомов эффективная продолжительность жизни τ_r , определяемая диффузией фотонов, равна:

$$\tau_r = \frac{3(ka)^2}{\mu_1^2} \tau, \quad (5)$$

где ka — эффективная оптическая плотность слоя газа, толщиной, равной радиусу трубки a , μ_1 — первый корень функции Бесселя нулевого порядка (2,4), τ — продолжительность жизни изолированного атома.

Квадрат эффективной оптической плотности растёт примерно пропорционально произведению k_0 (коэффициента поглощения для центра линии) и радиуса a . С другой стороны, как известно, k_0 обратно пропорционально τ . В результате, как это ни парадоксально, τ_r слабо зависит от τ , но, конечно, сильно зависит от плотности газа. Если имеются процессы тушения, то τ_r сильно сказывается на интенсивности излучения. Роль тушащих процессов определяется произведением вероятности тушения на τ_r , т. е. числом тушащих соударений, испытываемых атомом за время τ_r . Наоборот, атомная константа τ не играет существенной роли.

Поэтому диффузия излучения должна сильно сказываться на интенсивности излучения, испускаемого разрядом, и представляет большой интерес детальное изучение законов этой диффузии.

6. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОНЦЕНТРАЦИИ ВОЗБУЖДЁННЫХ АТОМОВ В РАЗРЯДЕ НИЗКОГО ДАВЛЕНИЯ

Для экспериментального определения абсолютных концентраций возбуждённых атомов в разряде были разработаны два метода, основанные на измерениях абсорбции линий, поглощаемых возбуждёнными атомами.

Первый, метод идентичных источников, состоит в измерении поглощения линии, испускаемой одной разрядной трубкой, в другой идентичной ей разрядной трубке. В случае идентичных трубок абсорбция является функцией одной неизвестной — концентрации поглощающих атомов в обеих трубках. Для перехода от абсорбции к концентрациям

необходимо знать атомную константу k_0 , коэффициент поглощения для центра линии, форму линии и сверхтонкую структуру линии. Абсорбционный метод обладает значительно более высокой чувствительностью, чем метод аномальной дисперсии.

Второй, пожалуй, более изящный, метод состоит в измерении кривой углового распределения интенсивности линии, поглощаемой возбужденными атомами. Удобнее всего измерять соотношение интенсивностей в направлении оси разрядной трубки и в перпендикулярном направлении. Ясно, что это соотношение интенсивностей является однозначной функцией абсорбции, и, тем самым, концентрации поглощающих атомов.

Метод идентичных источников был применен для исследования ртутного разряда^{19, 24}, метод углового распределения — для исследования неоновозого разряда¹⁶.

В ртутном разряде наибольший интерес представляли метастабильные атомы 6^3P_0 и 6^3P_2 и атомы 6^3P_1 , излучающие резонансную линию 2536,52 Å. Для определения концентраций атомов, находящихся на уровнях $6^3P_{0,1,2}$ были использованы линии видимого триплета ртути 5461, 4358 и 4047 Å. Как известно, линия 5461 Å поглощается атомами на уровне 6^3P_2 , линия 4358 Å — 6^3P_1 и линия 4047 Å — 6^3P_0 .

Измерения проводились на трубках диаметром 32 мм, использованных Б. Н. Клярфельдом при зондовых измерениях.

На рис. 7 изображены результаты измерений при давлении 10^{-3} мм Hg и при различных силах тока.

В табл. I приведены результаты для различных линий при постоянной силе тока и при различных давлениях.

Таблица I

 Концентрации атомов на уровнях $6^3P_{0,1,2}$

P в мм Hg	$n_a \cdot 10^{-11}$		
	6^3P_0	6^3P_1	6^3P_2
$2,5 \cdot 10^{-4}$	1,2	$< 0,3$	2,1
$1,0 \cdot 10^{-3}$	2,5	1,0	7,2
$3,0 \cdot 10^{-3}$	4,3	1,6	10,8
$7,5 \cdot 10^{-3}$	4,9	4,5	13,8

Рис. 7 показывает, что при давлении 10^{-3} мм Hg концентрации возбужденных атомов пропорциональны концентрациям электронов.

Иными словами, при таком низком давлении удары второго рода, разрушающие возбужденные атомы, не играют заметной роли. Чрезвычайно характерным для разряда явилось то, что концентрация метастабилей на уровне 6^3P_2 оказалась гораздо более высокой, чем на уровне 6^3P_0 . Это объясняется большей вероятностью возбуждения

уровня 6^3P_2 при электронных ударах первого рода. Уровень 6^3P_2 как бы нависает над уровнем 6^3P_1 .

Концентрация на уровне 6^3P_1 при самых низких давлениях значительно меньше, чем на метастабильных, но с ростом давления начинает с ними сравниваться.

Объясняется это ростом τ_r для уровня 6^3P_1 с одной стороны, и,

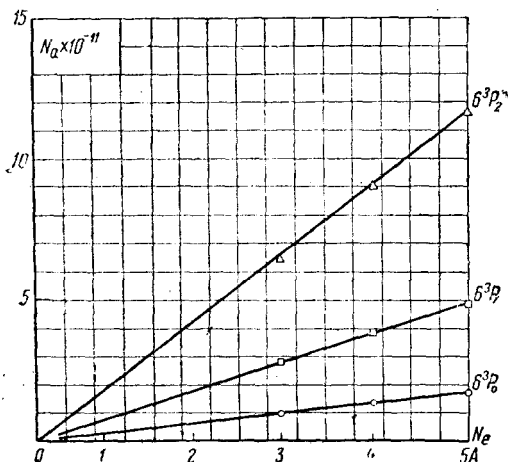


Рис. 7. Пропорциональность между концентрацией возбужденных атомов и концентрацией электронов.

ных работ Конфермана и Ладенбурга²⁵ показывает, что на ходе концентрации сильно сказывается спад электронной температуры с ростом тока и что указанные авторы не достигли условий температурного равновесия. Последнее также непосредственно вытекает из соображений, изложенных в предыдущем разделе.

7. ИССЛЕДОВАНИЕ ДИФфуЗИИ ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ ПОМОЩИ ЛЮМИНЕСЦИРУЮЩИХ ЗОНДОВ

Для исследования оптических процессов, происходящих в объеме разряда, был разработан новый экспериментальный метод, основанный на применении люминесцирующих зондов²⁶.

Люминесцирующий зонд представляет собой зонд, покрытый люминофором, чувствительным к излучению, подлежащему исследованию. Такой зонд вводится в объем разряда, и измеряется яркость его свечения. Ясно, что газ, сильно поглощающий резонансное излучение, совершенно прозрачен для свечения зонда. Таким образом, зонд трансформирует сильно поглощающееся резонансное излучение в излучение, свободно выходящее из объема газа. Яркость поверх-

с другой стороны, ростом числа соударений, разрушающих метастабиль в объеме разряда.

Ход концентрации метастабильных атомов неона в зависимости от силы разрядного тока получен вторым, абсорбционным методом при измерениях соотношения интенсивностей по двум направлениям.

Измерения производились в очень широкой трубке (50 мм) и получился весьма резкий максимум концентрации в области малых токов. Сопоставление этого результата с данными извест-

ности зонда пропорциональна энергетической освещённости, создаваемой на его поверхности возбуждающим излучением.

Так же, как это делается в теории светового поля²⁷, нетрудно показать, что средняя яркость сферического зонда пропорциональна объёмной плотности возбуждающего люминофор излучения и что разность яркостей двух сторон плоского зонда пропорциональна проекции на нормаль к плоскости зонда вектора Пойнтинга того же излучения. Для цилиндрического разрядного столба достаточно большой длины можно показать²⁸, что:

$$\operatorname{div} \mathbf{S} = \frac{1}{\eta} \frac{1}{r} \frac{d [r (B_1 - B_2)]}{dr}, \quad (6)$$

где $\mathbf{S}$ — вектор Пойнтинга, η — выход люминесценции, B_1 и B_2 — яркости двух сторон плоского зонда, перпендикулярного к радиусу разрядной трубки. Соотношение (6) даёт возможность определить дивергенцию излучения или, что то же, мощность источников излучения R в любой точке объёма разряда.

Пользуясь аналогией между диффузией фотонов и атомов, можно получить простую формулу для определения эффективной длины свободного пробега фотона:

$$\bar{\lambda} = \frac{3}{2} \frac{B_1 - B_2}{\frac{d (B_1 + B_2)}{dr}}. \quad (7)$$

Формула (7), в отличие от (6), носит приближённый характер ввиду указанных в пятом разделе принципиальных различий между диффузией фотонов и атомов.

Можно получить формулу, более точную чем (7), для определения $\bar{\lambda}$, но, по существу, тогда речь уже будет идти не о $\bar{\lambda}$, а о другой, более сложной величине²⁸.

В качестве первого объекта для применения люминесцирующих зондов (люмизондов) был выбран ртутный разряд низкого давления. В ртутном разряде низкого давления почти всё излучение состоит из двух ультрафиолетовых резонансных линий 1849,57 и 2536,52 Å, хорошо возбуждающих соответствующие люминофоры.

Были проведены специальные эксперименты для выбора форм и размеров зонда и типов люминофоров¹¹. Также, при помощи ряда контрольных экспериментов, были выяснены возможные источники ошибок при измерениях люмизондами.

До сих пор основная часть измерений была произведена при помощи плоских зондов, перпендикулярных к радиусу разрядной трубки и перемещаемых поперёк разряда при помощи магнита.

Зонды покрывались либо виллемитом, чувствительным к обоим резонансным линиям ртути, либо цинк-бериллий-силикатом с большим содержанием марганца и чувствительным только к линии 2536,52 Å. На виллемитовые зонды иногда надвигался стеклянный фильтр, не прозрачный для линии 1849,57 Å.

В общем, при помощи люмизондов получено большое число данных, касающихся объёмных характеристик излучения.

Мы ограничимся лишь некоторыми примерами.

На рис. 8 изображены суммы яркостей двух сторон виллемитового плоского зонда, т. е. величины, пропорциональные объёмной плотности излучения. На рис. 9 изображены разности яркостей двух сторон плоского зонда, т. е. величины, пропорциональные вектору Пойнтинга в каждой точке разряда.

Изменение давления слабо влияет на распределение объёмной плотности излучения, но резко сказывается на распределении потоков из-

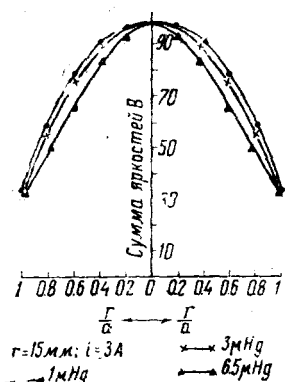


Рис. 8. Распределение объёмной плотности излучения по сечению разряда.

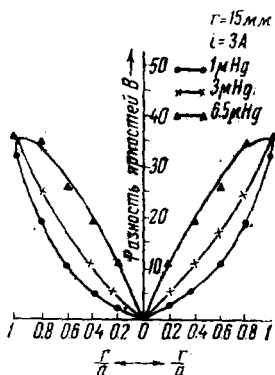


Рис. 9. Распределение потоков излучения по сечению разряда.

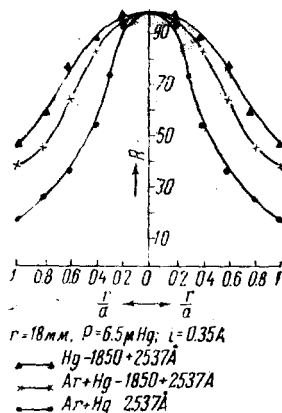


Рис. 10. Распределение источников излучения по сечению разряда.

лучения. Пользуясь соответствующими люминофорами и фильтрами, удалось получить ход объёмной плотности излучения для обеих резонансных линий ртути раздельно. Оказалось, что объёмная плотность излучения линии 1849,57 Å спадает к краю разряда в несколько раз круче, чем у линии 2536,52 Å.

На рис. 10 изображён ход дивергенций излучения по сечению разряда, вычисленной при помощи формулы (6). Так как излучение возникает главным образом в результате электронных ударов, следовало ожидать, что кривые распределения R должны быть подобны кривым распределения электронов по сечению разряда.

Измерения распределения электронов при помощи зондов Лэнгмюра показали, что, действительно, указанное подобие имеет место, но что наблюдаются некоторые отклонения, природа которых нуждается ещё в дальнейшем исследовании.

При помощи формулы (7) были определены эффективные длины свободных пробегов фотонов. На рис. 11 изображены длины свобод-

ных пробегов фотонов $\bar{\lambda}$ для обеих резонансных линий. Кривая с крестиками соответствует $\bar{\lambda}$, определяемой виллемитовым зондом и являющейся средним взвешенным $\bar{\lambda}$ для отдельных линий. Характерен заметный рост $\bar{\lambda}$ к краю разряда, вызываемый самообращением спектральных линий. На краю основную роль играют фотоны, пришедшие из дальних центральных слоев разряда.

Непостоянство $\bar{\lambda}$ представляет одно из наиболее ярких проявлений принципиального различия между диффузией фотонов и атомов (так же как и слабое влияние давления на распределение объёмной плотности).

Из непостоянства $\bar{\lambda}$ следует, что распределение объёмной плотности излучения (рис. 8) не совпадает с распределением концентрации излучающих атомов.

Кривая распределения излучающих атомов всегда должна спадать к стенкам разрядной трубки значительно круче, чем кривая распределения фотонов, так как объёмная плотность излучения пропорциональна произведению концентрации излучающих атомов и $\bar{\lambda}$.

Соотношение между $\bar{\lambda}$ для отдельных резонансных линий согласуется со значением атомных констант для этих линий. Также разумными следует считать сами абсолютные значения $\bar{\lambda}$, определённые при помощи люминесцирующих зондов.

Любопытно отметить, что эффективное значение $\bar{\lambda}$ для фотонов значительно ниже соответствующей длины свободного пробега атома ртути. Объясняется это тем, что оптический диаметр атома ртути во много раз превышает газокинетический диаметр.

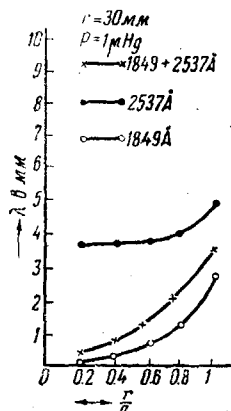


Рис. 11. Эффективные длины свободных пробегов фотонов.

8. ИССЛЕДОВАНИЯ ФИЗИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ В ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫХ ЛАМПАХ

В люминесцентных лампах современного типа используется разряд в смеси паров ртути с аргоном. Давление паров ртути порядка 10^{-2} мм Hg и давление аргона около 4 мм Hg.

Разряд в люминесцентных лампах служит источником коротковолнового ультрафиолета, возбуждающего люминофоры, нанесённые на внутреннюю стенку разрядной трубки. Поэтому особый интерес приобретает исследование механизма возбуждения резонансных линий в смеси паров ртути и аргона.

Прежде всего были произведены измерения при добавлении различных инертных газов: гелий, неон, аргон и криптон при различных

давлениях²³. Было установлено, что наиболее экономичным, в смысле возбуждения люминофоров, является криптон. Однако разница между аргоном и криптоном невелика, поэтому рационально применять аргон. Интересно отметить, что гелий и неон давали гораздо большие яркости, но потребляемая мощность настолько возрастала, по сравнению с аргоном и криптоном, что экономичность резко падала.

Выход излучения люминесцентных ламп имеет максимум при давлении паров ртути, близком к области максимальных интенсивностей, рассчитанных теоретически. Но так как расчёт производился для разряда в чистых парах ртути, важно было выяснить роль аргона.

В натриевом разряде роль инертных газов явно сводится только к изменению концентрации и температуры электронов. В ртутном разряде, в связи с наличием метастабильных состояний, следует ожидать более сложной картины. Присутствие инертного газа затрудняет диффузию метастабилей к стенкам разрядной трубки.

Прежде всего при помощи зондов Лэнгмюра были произведены измерения концентраций и температур электронов в чистом ртутном разряде и в условиях люминесцентной лампы⁸⁰. Оказалось, что присутствие аргона повышает концентрацию электронов с $2 \cdot 10^{10}$ до $2,6 \cdot 10^{11}$, т. е. на порядок величины, и снижает электронную температуру с $18\,100^\circ$ до $12\,600^\circ$, т. е. примерно в полтора раза. Такое снижение электронной температуры приводит, согласно формуле (1), к соотношению интенсивностей линий $1849,57$ и $2536,52 \text{ \AA}$ — $0,44$ вместо $1,14$ для чисто ртутного разряда.

Таким образом, отношение интенсивностей должно измениться в $2,6$ раза.

Роль аргона, однако, не сводится только к изменению электронных характеристик разряда. Присутствие аргона примерно на два порядка снижает вероятность попадания метастабильных атомов ртути на стенки. Однако измерения абсорбции линий видимого триплета не показали соответствующего увеличения концентрации метастабильных атомов. Были проведены измерения спада абсорбции видимого триплета после выключения люминесцентной лампы. Эти измерения проводились при помощи многокаскадного фотоэлемента П. В. Тимофеева и катодного осциллографа. В результате оказалось, что продолжительность жизни уровня 6^3P_0 — $6 \cdot 10^{-5} \text{ сек}$, 6^3P_1 — 10^{-5} сек и 6^3P_2 — $4 \cdot 10^{-5} \text{ сек}$ ⁸¹. Продолжительности жизни метастабилей на порядки величин меньше соответствующей диффузионной продолжительности жизни. Таким образом, существуют процессы, весьма эффективно разрушающие метастабili в объеме разряда. Такими процессами могут быть соударения первого и второго рода с атомами и электронами.

Наиболее интересно при этом то, что метастабili могут переходить на уровень 6^3P_1 , участвуя тем самым в генерации линии $2536,52 \text{ \AA}$.

В частности, метастабильные атомы 6^3P_0 в результате ударов первого рода поднимаются до уровня 6^3P_1 , а метастабильные 6^3P_2 при ударах второго рода спускаются на тот же уровень 6^3P_1 .

Таким образом, уровень 6^3P_1 возбуждается не только непосредственно из нормального состояния, но и через метастабильные уровни. Последнее обстоятельство сильно увеличивает общую вероятность возбуждения уровня 6^3P_1 , а, следовательно, и интенсивность начинающейся с этого уровня линии 2536,52 Å.

Без учёта таких переходов невозможно объяснить экспериментально наблюдаемые значения выхода линии 2536,52 Å, достигающие 60% от мощности, подводимой в столб разряда³².

В специальной лампе было исследовано влияние аргона на светотдачу люминесцентной лампы. Было установлено повышение светотдачи в 2,4 раза при введении аргона в чисто ртутный разряд.

При помощи люминесцирующих зондов было выяснено влияние аргона на объёмные оптические характеристики разряда. Аргон, конечно, не меняет условия диффузии резонансного излучения ртути, но сильно изменяет распределение электронов по сечению разряда. Поэтому при добавлении аргона спад кривой распределения дивергенции излучения становится гораздо более резким, а кривая распределения объёмных плотностей излучения изменяется довольно слабо¹¹.

Полученные данные свидетельствуют также о большой роли аргона в механизме возбуждения резонансного излучения ртути.

Особенно подробно была исследована роль линии 1849,57 Å в возбуждении слоя люминофора в люминесцентных лампах. При подборе смесей люминофоров для люминесцентных ламп было установлено, что спектральные кривые излучения смесей некоторых люминофоров зависят от условий возбуждения.

Путём ряда контрольных экспериментов с селективными фильтрами было показано, что вариации спектральных кривых вызваны изменениями соотношения интенсивностей линии 1849,57 и 2536,52 Å в возбуждающем излучении³³.

После этого эксперименты были перенесены внутрь люминесцентных ламп. Здесь при помощи фильтра, непрозрачного для линии 1849,57 Å, удалось доказать, что примерно половина интенсивности свечения люминесцирующего слоя обязана своим происхождением линии 1849,57 Å³⁰.

Этот результат находился в резком противоречии с установившейся в литературе точкой зрения, согласно которой люминесцирующий слой возбуждается только линией 2536,52 Å³².

В 1946 г. появились работы³⁴, установившие существенную роль линии 1849,57 Å в ряде фотохимических процессов, происходящих под действием излучения разряда в смеси аргона и паров ртути. Эти работы в известной мере подтверждают результаты измерения их с люминофорами.

Полный ответ дадут начатые сейчас измерения с помощью вакуумного монохроматора.

9. ВЛИЯНИЕ ДАВЛЕНИЯ НА ИНТЕНСИВНОСТЬ ИЗЛУЧЕНИЯ РАЗРЯДА В ПАРАХ МЕТАЛЛОВ

Переход от разряда низкого давления к разряду высокого давления сопровождается своеобразным ходом интенсивности линий, соответствующих верхним энергетическим уровням.

При повышении давления механизм разряда сначала весьма усложняется благодаря росту роли вторичных процессов, но при достаточно больших давлениях наступает опять известное упрощение картины разряда в связи с установлением условий, близких к термодинамическому равновесию. Для разряда при «средних» давлениях пока возможны вы-

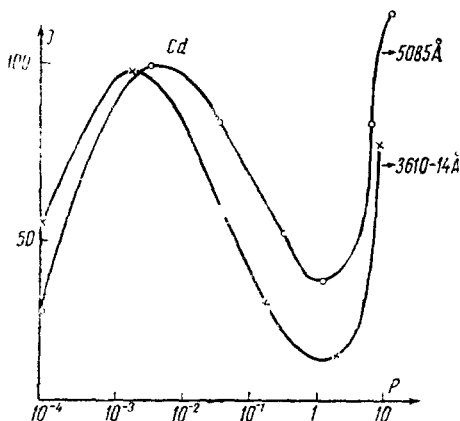


Рис. 12. Влияние давления на интенсивность линий кадмия.

сказывания, главным образом, качественного характера.

Креффтом был обнаружен немонотонный ход светоотдачи ртутного разряда с ростом давления. Систематические исследования влияния давления на интенсивность видимых линий ртути, кадмия и цинка показали, что для всех металлов наблюдается характерный ход интенсивности с резким минимумом в области давлений порядка нескольких *мм* Hg. На рис. 12 изображены результаты измерений для кадмия³⁵.

Существование максимума вытекает из соотношения (1),

но положение этого максимума для линий, испускаемых при переходах между верхними уровнями, сдвинуто в сторону больших давлений. Причина сдвига лежит в процессах ступенчатого возбуждения, при которых интенсивность уже определяется соотношением (2).

Спад интенсивности после максимума вызван падением электронной температуры с ростом давления. Этот спад должен быть тем сильнее, чем выше потенциал возбуждения линии, что, как видно из рис. 12, действительно наблюдается у кадмия. У ртути ход интенсивности сильно искажен реабсорбцией излучения. Это показали измерения хода интенсивности линий с общим верхним уровнем *n*, наконец, специальные эксперименты, при которых исследовалось влияние давления на форму кривой углового распределения интенсивности. Оказалось, что при росте давления кривые углового распределения интенсивности линий видимого триплета резко деформируются. Для зеленой линии наблюдается удаление от ламбертовской кривой, а для синей, наоборот, приближение к этой кривой. Все эти результаты указывают на значительный ход реабсорбции линий, поглощаемых атомами на уровнях $6^3P_{0,1,2}$.

Рост интенсивности в области больших давлений связан с контрагированием столба разряда. В контрагированном столбе наблюдается резкое повышение температуры газа. Сопоставление интенсивностей спектральных линий при высоком давлении и при давлении, соответствующем минимуму кривой интенсивности, привело к установлению определённой закономерности³⁶: чем выше потенциал возбуждения линии, тем сильнее возрастает интенсивность с ростом давления.

10. ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА РТУТНОГО РАЗРЯДА ВЫСОКОГО И СВЕРХВЫСОКОГО ДАВЛЕНИЙ

Как было указано, для разряда высокого давления характерно установление условий, близких к термодинамическому равновесию. Благодаря большому числу соударений исчезает резкое различие между температурой газа и электронной температурой. Основной характеристикой разряда становится единая температура, определяющая и возбуждение, и ионизацию атомов. Распределение атомов по уровням возбуждения соответствует формуле Больцмана; степень ионизации неплохо согласуется с формулой Шаха³⁷. В обеих этих формулах температура входит в показатель экспоненциальной функции. Тем самым приобретает особую важность определение температуры плазмы разряда. Вместе с тем, ясно, что всякие прямые методы определения температуры ионизованного газа практически неосуществимы, и необходимо использование косвенных оптических методов.

При помощи метода идентичных источников была измерена абсорбция видимых линий в столбе ртутного разряда высокого давления (одна атмосфера)³⁸. Для линий видимого триплета получились большие значения абсорбции, практически не зависящие от силы тока. Для линий 5790,66 — 5769,60 Å абсорбция невелика и заметно растёт с током.

Результаты абсорбционных измерений позволили определить соотношения концентраций поглощающих атомов на уровнях $6^3P_{0,1,2}$. Пользуясь этими соотношениями и формулой Больцмана, была определена температура канала разряда, оказавшаяся равной примерно 6400° К. Если, кроме равновесия между соударениями первого и второго рода, наступает также равновесие между оптическими процессами, разряд уже приобретает свойства чёрного излучателя. При этом, конечно, речь идёт не о строгом равновесии, а о достаточно большой реабсорбции излучения в разряде.

Интенсивность спектральной линии в этом случае определится формулой Вина:

$$I_{\lambda} = \frac{3,7 \cdot 10^{-5} S}{\lambda^5} e^{-\frac{1,43}{\lambda T}} \Delta\lambda, \quad (8)$$

где S — излучающая поверхность, а $\Delta\lambda$ — эффективная ширина линии.

Основное затруднение, возникающее при применении формулы (8) для вычисления абсолютной интенсивности линии, заключается в определении $\Delta\lambda$.

В качестве объектов для применения (8) были выбраны линии видимого триплета, испускаемого ртутным разрядом высокого давления. При помощи трёхпризменного спектрографа с большой дисперсией была исследована форма линий видимого триплета в этих условиях³⁹. На рис. 13 изображены результаты измерений. Для линии 4046,56 Å эффективное $\Delta\lambda$ равно примерно 0,40 Å, для линии 4358,34 Å — $\Delta\lambda$,

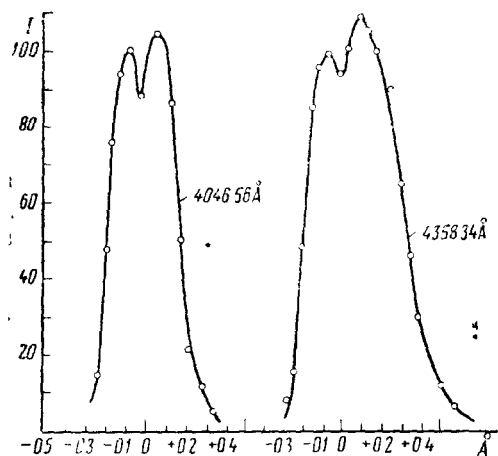


Рис. 13. Форма линий, испускаемых разрядом высокого давления.

равно 0,55 Å. Поскольку о температуре разряда имелись только косвенные данные, формулу (8) имело смысл применить не для вычисления интенсивностей, а, наоборот, для определения эффективной температуры разряда по известным интенсивностям линий. После подстановки известных I_λ , S и $\Delta\lambda$, для T получились значения, близкие к 6000° K, что хорошо согласуется с другими оценками. Таким образом, ртутный разряд высокого давления в свете линий видимого триплета близок по своим свойствам к чёрному излучателю.

Большая реабсорбция приводит к ламбертовской форме кривых углового распределения интенсивностей этих линий. Кривая углового распределения для жёлтой линии гораздо шире, что соответствует меньшей реабсорбции³⁸.

Нетрудно наблюдать, благодаря этому, заметное «пожелтение» цвета ртутной лампы при наблюдении под малыми углами с осью разряда.

Реабсорбция видимых линий ртути обусловлена возбуждёнными атомами. Поэтому следовало ожидать пульсации формы кривых углового распределения при питании ламп переменным током; специальными стробоскопическими экспериментами эти пульсации были обнаружены⁴⁰.

Кроме того, наблюдаются периодические колебания цвета ртутных ламп, вызванные различием во временном ходе жёлтой линии и линий видимого триплета⁴¹.

Реабсорбция вызывает сильное перераспределение интенсивностей внутри мультиплетов. Здесь удаётся выявить некоторые общие качественные соотношения, особенно в ультрафиолетовой части спектра⁴².

Возникновение высоких температур в разряде тесно связано с наличием резкого спада температуры к краю столба разряда. Последнее обстоятельство усложняет вопрос об эффективной температуре разряда³⁹ и приводит к появлению своеобразной флуоресценции краёв разряда. Мощные потоки излучения, выходящие из центральных частей столба разряда, возбуждают флуоресценцию краёв разрядного столба и тем самым нарушают локальное термодинамическое равновесие в этих зонах.

Разряд при так называемых сверхвысоких давлениях порядка десятков и даже сотен атмосфер по своим свойствам близок к разряду высокого давления. Однако сверхвысокие давления приводят к чудовищным уширениям спектральных линий. На рис. 14 изображены результаты измерений для линии $4358,54 \text{ \AA}$ ⁴³. Отдельные кривые соответствуют различным давлениям; чем выше напряжение на лампе, тем соответственно выше и давление. Мы видим, что газовый разряд при таких давлениях уже начинает терять свои свойства селективного излучателя. Обращает на себя внимание резкая асимметрия в уширении спектральных линий, что непосредственно связано с характером факторов, вызывающих уширение.

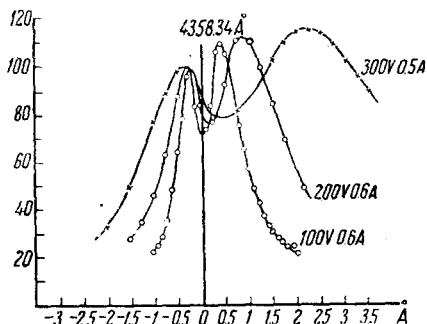


Рис. 14. Форма линий, испускаемых разрядом сверхвысокого давления.

Путь развития ламп сверхвысокого давления был несколько своеобразен. Эленбаасом был установлен принцип подобия для разряда высокого и сверхвысокого давлений⁴⁴. Согласно этому принципу следовало ожидать сильного возрастания яркости разряда при одновременном повышении давления и уменьшении диаметра разрядной трубки. Действительно, были построены капиллярные лампы сверхвысокого давления, обладающие яркостями, соизмеримыми с яркостью Солнца. Но вскоре появились шаровые лампы сверхвысокого давления, обладающие такими же оптическими характеристиками, однако противоречащими принципу подобия Эленбааса⁴⁶.

В этих лампах должна возникнуть значительная конвекция, несущественная в цилиндрических лампах и неучитываемая в теории Эленбааса.

Для выяснения роли конвекции в шаровых лампах сверхвысокого давления были проведены эксперименты с лампами, свободно падающими с высоты 16 метров⁴⁶. Во время свободного падения производилось фотографирование светящегося шнура разряда специально сконструированной фотокамерой, падавшей вместе с лампой. На каждую пластинку, кроме того, снимались марки почернения. Одновременно на

катодном осциллографе наблюдалось изменение напряжения на лампе и силы тока в процессе свободного падения. На рис. 15 изображены результаты измерений распределения яркости в шнуре разряда.

Ослабление конвекционных потоков вызывает заметное расширение шнура разряда. Таким образом, конвекция играет существенную роль в формировании контрагированного столба разряда в шаровых лампах сверхвысокого давления. Конвекционные потоки как бы омывают контрагированный столб.

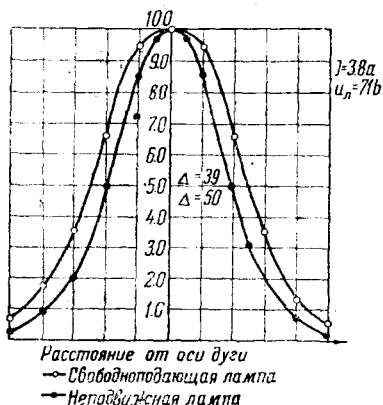


Рис. 15. Распределение яркости в свободно падающей лампе сверхвысокого давления

Одновременно было обнаружено повышение напряжения на лампе в режиме свободного падения. Это повышение напряжения объясняется повышением сопротивления лампы, вызванным снижением эффективной температуры в столбе разряда. Снижение температуры, в свою очередь, связано с расширением столба разряда.

К сожалению, время падения было недостаточным и явно сказывалась инерция конвекционных потоков в колбе. Увеличение времени падения путём увеличения высоты падения, естественно, крайне затруднительно. Здесь придётся искать методы на-

шения конвекционных потоков в начале падения.

Подводя итог всему изложенному, невольно хочется напомнить слова Гёте: «В науках много достоверного, если не смущаться исключениями и уметь уважать проблемы».

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. В. Фабрикант, ДАН 15, 451 (1937).
2. W. Christoph, Ann. d. Phys. 23, 51 (1935).
3. G. Haft Zschr. f. Phys. 82, 73 (1933).
4. M. Druyvesteyn, N. Warmoltz, Phil. Mag. 17, 1 (1934).
5. В. Н. Клярфельд, ЖТФ 7, 1017 (1937); Journ. Phys. 5, 155 (1941).
6. W. Penney, Phys. Rev. 39, 467 (1932).
7. F. Arnot, G. Baines, Proc. Roy. Soc. (A) 151, 256 (1935).
8. P. Bricaut, Journ. d. Phys. 9, 88 (1928).
9. В. Фабрикант, ЖЭТФ 8, 549 (1938).
10. F. Rössler u. F. Schönherr, Zschr. techn. Phys. 19, 588 (1938).
11. Ф. Бутаева, Канд. диссертация, 1946.
12. Э. Рейхрудель, Г. Спивак, ЖЭТФ 8, 319 (1938).
13. Рохлин, ЖЭТФ 9, 804 (1939).
14. L. Tonks, Phys. Rev. 57, 432 (1940).
15. В. Фабрикант, ДАН 29, 558 (1940).
16. К. Паневкин, ЖЭТФ 9, 1007, 1939.

17. Б. Н. Клярфельд, ДАН **25**, 658 (1940).
18. В. Фабрикант, ДАН **25**, 664 (1940).
19. В. Фабрикант, Ф. Бутаева и И. Цирг, ЖЭТФ **8**, 35 (1938).
20. W. Hanle, W. Schaffernicht, Ann. d. Phys. **6**, 905 (1930).
21. Б. Яворский, ДАН **43**, 155 (1944); **48**, 185 (1945); **49**, 256 (1945); **49**, 463 (1945); **51**, 215 (1946); **53**, 19 (1946); **55**, 311 (1947); ЖЭТФ **17**, 158 (1947).
22. В. Фабрикант, ДАН **23**, 224 (1939).
23. Л. Биберман, ДАН **27**, 920 (1940); ЖЭТФ, 1947 (в печати).
24. В. Фабрикант, Ф. Бутаева и И. Цирг, ЖЭТФ **8**, 783 (1938).
25. H. Kopfermann, R. Ladenburg, Zschr. f. Phys. **48**, 26 (1928); **65**, 167 (1930); K. Schön, Ann. d. Phys. **28**, 649 (1937); M. Kruse, Zschr. f. Phys. **110**, 134 (1938).
26. В. Фабрикант, ДАН **22**, 574 (1939); Изв. АН СССР **5**, 95 (1941).
27. А. Гершун, Световое поле, М.—Л. (1936).
28. В. Фабрикант, ЖЭТФ, 1947 (в печати).
29. Ф. Бутаева, Техотчёт ВЭИ (1938).
30. Ф. Бутаева, ЖТФ, **16**, 1175 (1946).
31. К. Паневкин, Канд. диссертация (1947).
32. R. Thayer, V. Barnes, J.O.S.A. **29**, 131 (1939).
33. Ф. Бутаева, ДАН **27**, 654 (1940).
34. A. Ewell, J. Appl. Phys. **17**, 908 (1946); G. Meister, R. Nagy, J.O.S.A. **36**, 696 (1946).
35. Ф. Бутаева, А. Канель и В. Фабрикант, ДАН **4**, 173 (1935); Sow. Phys. **10**, 315 (1936).
36. В. Фабрикант, Бюлл. ВЭИ **9**, 38 (1934).
37. L. Ornstein, Journ. d. Phys. **4**, 613 (1933); L. Ornstein, H. Brinkmann, Physica **1**, 797 (1934); W. Elenbaas, Physica, **2**, 263 (1935).
38. В. Пульвер, В. Фабрикант, Sow. Phys. **6**, 521 (1934).
39. В. Фабрикант, Изв. АН СССР **3**, 305 (1938).
40. Р. Аранович, О. Сафрай и В. Фабрикант, ЖТФ **6**, 7006 (1936).
41. В. Пульвер, В. Фабрикант, Светотехника **3**, 7 (1935).
42. Ф. Бутаева, В. Фабрикант, Sow. Phys. **8**, 383 (1936).
43. Ф. Бутаева, В. Фабрикант, Sow. Phys. **12**, 751 (1937); Труды ВЭИ (1940).
44. W. Elenbaas, Physica **2**, 45 (1935); G. Heller, Physica **6**, 389.
45. R. Rompe, W. Thouret, Zschr. techn. Phys. **17**, 377 (1936); **19**, 352 (1939).
46. Г. Рохлин, ДАН **55**, 432 (1947); Канд. диссертация (1946).