

СПЕКТРОСКОПИЯ В ВАКУУМНОЙ УЛЬТРАФИОЛЕТОВОЙ ОБЛАСТИ СПЕКТРА

Дж. К. Бойс *)

СОДЕРЖАНИЕ

1. Введение. 2. Прозрачность газов и требования к вакууму. 3. Прозрачность твердых материалов. 4. Отражательная способность решеток и зеркал. 5. Фотографическая техника и другие методы наблюдения. 6. Конструкция спектрографа. 7. Источники света. 8. Стандарты длин волн. 9. Атомные спектры. 10. Молекулярные спектры. 11. Спектры твердого состояния. 12. Астрофизические и другие применения. 13. Литература.

1. ВВЕДЕНИЕ

Спектроскопия в вакуумном ультрафиолете, подобно спектроскопии в дальней инфракрасной части, отличается по своей технике от спектроскопии в более доступных областях спектра. Однако, получающиеся в вакуумном ультрафиолете данные следует рассматривать лишь как составную часть данных для всех областей спектра, тем более, что во многих случаях они играют существенную роль при установлении связи между нормальным состоянием атома и его возбужденными состояниями. Кроме того, некоторые особенности техники эксперимента в вакуумном ультрафиолете, помимо общего физического интереса, могут представлять интерес и с точки зрения экспериментов в смежных областях оптики, фотоэлектричества и фотохимии. Поэтому обзор этой области должен коснуться физических принципов экспериментальных наблюдений, оценить уже сделанные наблюдения и указать плодотворные проблемы для дальнейших исследований.

Исследование линейчатых спектров даёт методы идентификации химических элементов и сведения о строении атома. Для полного наблюдения спектра часто бывает необходимым включать области длин волн короче $\lambda 1850^{**}$). При этом вследствие непрозрачности кислорода

*) J. C. В о у с е, Rev. Modern. Phys., 13, 1, 1941. Перевод Н. А. Шмидтакова.

**) Везде в этой статье длины волн обозначаются в ангстремах и обозначаются с добавкой буквы λ . Неспециалистам в области спектроскопии можно указать, что ангстрем точно определяется утверждением, что крас-

необходимо его удалять с пути лучей путём откачки воздуха из оптической системы. Такую область спектра мы будем называть «вакуумной ультрафиолетовой», а не «крайней ультрафиолетовой», так как последний термин менее определен. В качестве введения к обозрению спектроскопии в этой области полезно напомнить о некоторых хорошо известных фактах, касающихся спектроскопии вообще.

Измерения длин волн в видимой области спектра были проделаны почти для всех элементов. Такие измерения позволяют устанавливать качественным образом присутствие каждого из этих элементов, когда наблюдается определённая группа линий, принадлежащих данному элементу. Точно так же, когда, например, в случае некоторых астрономических наблюдений или в случае пучка ионов имеется значительная относительная скорость между источником света и наблюдателем, доплеровское смещение этих длин волн позволяет производить определение этой относительной скорости. Дальнейшие эмпирические исследования привели к открытию различных закономерностей в распределении спектральных линий. Наиболее важная из них — это комбинационный принцип Ритца, согласно которому волновые числа (число волн в сантиметре) могут быть расположены как разности между спектроскопическими термами. Теория Бора-Зоммерфельда, а затем и волномеханическая теория атома позволили отождествить эти спектроскопические термы с энергетическими состояниями атома. Для качественного или количественного объяснения числа и расположения этих состояний названные теории исходили из атомных моделей. Таким образом, спектроскопия сделалась орудием изучения энергетических состояний атома (а в дальнейшем и молекулы) и энергии связи его внешних электронов. Когда энергетические состояния достаточно детально известны, то спектр становится показателем условий возбуждения в источнике света независимо от того, находится ли этот источник в атмосфере звезды или в разрядной трубке в лаборатории. Наконец, когда энергии возбуждения детально известны, то прочную теоретическую основу имеет и количественный спектроскопический анализ.

Первые спектры (обозначаемые римской цифрой I при названии или символе атома) — это спектры нейтральных атомов, а вторые спектры (II) — это спектры однократно ионизированных атомов. Имеет ли данный спектр линии в вакуумной ультрафиолетовой области или нет, — зависит от ионизационного потенциала атома (или иона). Если ионизационный потенциал атома или иона превышает 6,7 вольт (λ 1850), то по крайней мере высшие члены некоторых его спектральных серий будут лежать в пределах вакуумной области. Будут ли важные линии, т. е. линии, дающие сведения о термах (со-

ная линия кадмия (при определённых условиях возбуждения) имеет длину волны λ 6438, 4696 Å. Для большинства практических целей ангстрем можно принимать равным 10^{-8} см. Можно напомнить также, что видимая область спектра заключается в пределах приблизительно от λ 4000 до λ 7000.

стояниях энергии), лежать в вакуумной области, зависит от расположения состояний в атоме (или ионе). Вообще говоря, исследования вакуумной ультрафиолетовой области становятся важными только в тех случаях, когда ионизационный потенциал превышает 10 вольт. Существуют, однако, случаи, когда имеет значение и работа с ионизационным потенциалом всего только в 8 вольт. Обзорение накопленных данных с оценкой ещё не анализированных спектров указывает, что важные данные лежат в вакуумной ультрафиолетовой области для первых спектров примерно 50% элементов, для вторых спектров примерно 85% элементов и для высших спектров — всех элементов.

Вакуумная ультрафиолетовая область простирается в область мягких рентгеновских лучей и не отличима от неё. Воздух постепенно снова становится прозрачным для рентгеновских лучей с длинами волн меньше $\lambda 2$. Если радиация возникает благодаря переходам одного или нескольких электронов из наиболее слабо связанных электронных оболочек, имеющих в излучающем атоме или ионе, то её удобно относить к ультрафиолетовой, или «оптической», радиации. Если же она возникает благодаря переходам, следующим за удалением одного или нескольких электронов с одной из более прочно связанных электронных оболочек в атоме без удаления слабо связанных электронов, то радиацию можно рассматривать как рентгеновскую. В этом смысле оптические радиации исследованы вплоть до $\lambda 12.1$, а мягкие рентгеновские лучи измерены до длин волн в несколько сотен ангстрем. Бейтлеру удалось исследовать наиболее интересный переход между этими двумя, может быть несколько произвольными, классификациями условий возбуждения. Его работа будет рассматриваться в последнем отделе.

Очевидно, при обозрении наших современных знаний о линейчатых спектрах в вакуумной ультрафиолетовой области, о многих важных наблюдениях, проделанных более десяти лет назад, придётся ограничиться лишь кратким упоминанием. Имеющиеся в настоящее время спектрографы дают значительно большую дисперсию, и стандарты длин волн благодаря этому весьма усовершенствованы. Многие из прежних работ теперь должны быть повторены, в особенности для таких элементов, которые имеют сложные спектры, где неточные данные могут сделать анализ спектра невозможным. Можно, далее, отметить, что спектральная область, впервые исследованная Шуманом (и часто называемая его именем), от $\lambda 1850$ до $\lambda 1200$, была исследована позднейшими исследователями не столь совершенно, как открытая впоследствии область ещё более коротких длин волн.

Историческое развитие расширения спектроскопии от видимой области к областям всё более и более коротких длин волн будет обрисовано здесь лишь очень кратко, так как по этому вопросу уже опубликовано несколько превосходных обзоров. Первые исследования в вакуумной ультрафиолетовой области были проведены Шуманом

(1893, 1901). Он пользовался флюоритовыми призмой и линзами в вакуумном спектрографе и готовил себе специальные фотографические пластинки, которые носят теперь его имя. Ему удалось достигнуть длин волн, насколько теперь известно, примерно до $\lambda 1200$. Более коротких длин волн достигнуть не удалось из-за абсорбции в призме и линзах. Из-за отсутствия точных данных о дисперсии флюорита Шуман не мог определять длины волн наблюдавшихся им линий. Лаймэн (1906) заменил флюоритовые призму и линзы вогнутой решёткой. Ему удалось проделать измерения длин волн в открытой Шуманом области и расширить её далее до $\lambda 500$. Милликэн (1921) был введён более мощный источник света, горячая искра, и благодаря этому наблюдения удалось расширить до $\lambda 200$. Далее, Милликэн и Боуэн провели обширные исследования над спектрами изоэлектронных рядов, в то время когда эти данные были нужны для развития теории спектров. Комптон и Доан (1925) пользовались решёткой при скользящем падении для измерения длин волн рентгеновских лучей. Эта методика получила дальнейшее развитие в работах Тибо (1927) с плоской решёткой и Осгуда (1927) с вогнутой решёткой для измерения мягких рентгеновских лучей и в работе Хога (1927) для измерения длин волн в вакуумной ультрафиолетовой области. Таким путём был заполнен пробел существовавший тогда между вакуумной ультрафиолетовой и рентгеновской спектральными областями. Более полное развитие получил вакуумный спектрограф со скользящим падением в лаборатории Зигбана в Упсале, где в течение последних десяти лет Эдленом были проведены обширные исследования, в особенности над спектрами многократно ионизированных атомов. Наконец, в любом резюме, каким бы кратким оно ни было, должны быть упомянуты важные астрофизические применения Боуэном данных по вакуумной ультрафиолетовой спектроскопии к истолкованию спектров газовых туманностей.

2. ПРОЗРАЧНОСТЬ ГАЗОВ И ТРЕБОВАНИЯ К ВАКУУМУ

Чтобы оценить практические требования к исследованиям в вакуумной ультрафиолетовой области, полезно суммировать имеющиеся хорошие данные по спектрам абсорбции главных составных частей атмосферы. Легко видеть, что кислород в этом отношении наиболее неприятен. «Запрещённые» абсорбционные спектры (т. е. спектры, обусловленные процессами крайне низкой вероятности переходов) не приходится рассматривать в случае оптических путей, измеряемых метрами. Абсорбционными спектрами вторичных фотохимических продуктов по этим же соображениям также обычно пренебрегают. Однако, когда оба эти фактора действуют в толще земной атмосферы, они устанавливают границу спектра со стороны коротких длин волн у $\lambda 3000$.

Кислород

Наблюдавшаяся Шуманом и Рунге система полос O_2 была измерена Карри и Герцбергом (1934) при высокой дисперсии. Она начинается вблизи λ 1950 и доходит до предела при λ 1759, за которым лежит сильная полоса сплошного поглощения. Эта система полос постепенно затрудняет наблюдения ниже λ 1950, причём λ 1850 обычно принимается за рабочий предел для наблюдений в воздухе. Вследствие прерывности спектра поглощения в этой области длин волн, наблюдение линий, близких к λ 1850, никак не может служить гарантией того, что другие линии, более близкие к λ 1950, не могут быть поглощены какой-либо из дискретных полос в системе Шумана-Рунге. Для удобства длины волн краёв полос в системе Шумана-Рунге приведены в приложении А.

Ладенбург, Ван-Вургис и Бойс (1932) и Ладенбург и Ван-Вургис (1933) исследовали сплошное поглощение. Коэффициент абсорбции был определён ими количественно как функция длины волны в интервале от λ 1670 до λ 1330. Поглощение имеет максимум примерно при λ 1450 и затем быстро убывает с уменьшением длины волны. При длине волны максимума поглощения интенсивность радиации уменьшается в кислороде при нормальной температуре и давлении вдвое на длине пути 0,0014 см. Это поглощение сравнимо с поглощением в металлах и значительно больше, чем поглощение в линиях дискретных полос. Вторая полоса сплошного поглощения в кислороде начинается приблизительно при λ 1100 и простирается по крайней мере до λ 303, а, вероятно, приблизительно до λ 160. Качественные наблюдения над этой второй полосой поглощения показывают, что коэффициент абсорбции имеет здесь такой же порядок величины, как и в сплошной полосе между λ 1750 и λ 1300. Ладенбург и Ван-Вургис показали, что этими двумя полосами поглощения можно объяснить форму кривой дисперсии кислорода, полученной Ладенбургом и Вольфсоном (1932). Форма полосы в шумановской области находится в хорошем согласии с теоретическими вычислениями Штюкельберга (1932, 1933).

Прайс и Коэлинс (1935) наблюдали полосы поглощения в области между двумя сплошными полосами поглощения в кислороде. Их не удалось наблюдать в прежних исследованиях, где для измерения поглощения употреблялся линейчатый спектр. Полосы простираются приблизительно от λ 1250 до λ 650. Полосы между λ 1250 и λ 1000 сравнительно слабы, и их можно было наблюдать только тогда, когда давление в спектрографе составляло примерно 0,1 мм Hg. Длина пути света была в этом случае 1,5 м. Полосы ниже λ 1000 были гораздо сильнее и появлялись; когда парциальное давление кислорода, который был разбавлен гелием, составляло 0,001 мм Hg.

Азот

Азот оказывается прозрачным вплоть до $\lambda 1450$. Отсюда начинается ряд резких узких полос, простирающихся до $\lambda 990$. Длины волн этих полос даны в приложении А. За $\lambda 990$ имеет место сплошное поглощение.

Двуокись углерода

Опытами Лейфсона (1926) была установлена полоса поглощения, начинающаяся при $\lambda 1712$ с очень сильным поглощением, в области ниже $\lambda 1610$. Исследованиями Ратенау (1933) не удалось подтвердить эти результаты, но он нашёл ряд полос поглощения, начинающийся при $\lambda 1174$ и переходящий (вблизи $\lambda 957$) в полосу сплошного поглощения, простирающуюся по крайней мере до $\lambda 270$. Если не предпринимать специальных мер предосторожности, то следует ожидать значительных осложнений от поглощения следами кислорода, который может возникать в результате фотохимической реакции на пути поглощения. Грот (1939) указал, что реакция $\text{CO}_2 + h\nu \rightarrow \text{CO} + \text{O}$ энергетически возможна во всём этом ряду длин волн. Ниже $\lambda 1640$ эта реакция ведёт к возникновению атомного кислорода в возбуждённом состоянии 1D . Поскольку Грот (1937) проводил фотохимическое разложение двуокиси углерода при помощи своей ксеноновой лампы ($\lambda 1470 + \lambda 1295$), очевидно, что должно быть значительное поглощение в этой области длин волн. Конечно, в этом отношении требуются дальнейшие исследования.

Водяной пар

Ратенау (1933) нашёл две сплошные полосы поглощения. Верхний предел одной из них был при $\lambda 1780$, а другой при $\lambda 1340$. На каждую такую полосу накладывается ряд полос. Гопфильд (1938) отметил диффузные полосы, простирающиеся от $\lambda 1400$ до $\lambda 900$, за которыми следует сплошная полоса, простирающаяся в сторону коротких длин волн.

Редкие газы

В аргоне линейчатое поглощение начинается при $\lambda 1066$, а сплошное поглощение — примерно при $\lambda 800$. В неоне линейчатое поглощение начинается при $\lambda 743$, а сплошное следует за ним, начиная примерно с $\lambda 575$. Количества гелия, криптона и ксенона в атмосферном воздухе незначительны, но они не имели бы большого значения даже и при большем их содержании. Эти газы в сущности прозрачны (если не считать нескольких резких линий поглощения в двух тяжёлых газах) по крайней мере в такой же степени, как азот.

Вообще говоря, легче удалять воздух, чем избавляться от нежелательных его составных частей. Количественные данные о поглощении имеются только для кислорода, но нет никаких оснований думать, что другие газы дают значительно более сильное поглощение. Чтобы

поглощение в кислороде на оптическом пути в 4 м (в типичном вакуумном спектрографе) не превышало $1/2$ при длине волны максимума поглощения, необходимо парциальное давление кислорода в аппарате уменьшать до порядка тысячной доли миллиметра ртутного столба. Удобным давлением остатков газа является давление от одной десятитысячной до одной сотысячной доли миллиметра ртутного столба. При современных вакуумных насосах такое разрежение легко достижимо, и при нём уже не будет заметно никакого поглощения ни при какой длине волны.

Для ограниченных спектральных областей иногда бывает удобным заменять воздух чистым азотом. Делается это для того, чтобы немного расширить область применения кварцевых призмённых спектрографов. Азот берётся при давлении, несколько выше атмосферного, чтобы происходила уценка наружу и чтобы не возникали какие-либо загрязнения. Такой метод кажется многообещающим для малых аппаратов, но с их увеличением возникают затруднения из-за необходимости получать чистейший газ в очень больших количествах. Чтобы удовлетворить указанному критерию парциального давления кислорода в тысячную долю миллиметра ртутного столба для 4-метрового оптического пути, приходится разрешать серьёзную проблему очистки газа. В этом направлении гелий и водород представляют собой другие возможности (водород имеет полосы поглощения ниже $\lambda 1115$, а сплошную область поглощения ниже $\lambda 850$), но выгода от этого невелика. Вообще говоря, гораздо легче откачивать спектрограф, чем наполнять его прозрачным газом.

Сельвин (1929) окружал свой источник света (дугу или искру) атмосферой азота и впускал радиацию в вакуумный спектрограф через флюоритовое окошко. Шенстон (1938) заменял это окошко флюоритовой линзой, чтобы на щели получалось изображение источника. Он усовершенствовал также и метод впускания азота, так что постоянный поток газа над поверхностью линзы и вокруг дуги или искры поддерживал линзу в чистоте. Путь света в азоте может быть сделан очень коротким *).

Если желательно спуститься ниже $\lambda 1100$ (предел прозрачности фтористого лития), то необходимо пользоваться некоторой системой дифференциальной откачки. Одна такая система была описана К. Т. Кёмптоном и Бойсом (1928). Современная техника откачки должна делать систему значительно более эффективной. Искусная

*) Проф. Шенстон сообщил автору о существовании тонкой полосы поглощения при длинах волн, больших $\lambda 1450$, в спектрах металлических дуг, работающих в атмосфере азота. Структуру полосы легко можно было наблюдать на фоне линий эмиссии металла, которые расширялись за счёт автоионизации. Молекула азота в её наименьшем вибрационном состоянии не способна поглощать в этом ряду длин волн, но возбуждение в дуге может поддерживать приток молекул азота в состоянии, вызывающем наблюдаемое поглощение. Пока неясно, происходит ли такое явление также и в искре в азоте.

система откачки употреблялась Карно и Лохте-Гольтгревеном (1927), устройшими аргонное «окошечко», препятствующее диффузии металлических паров от источника света к кварцевому окошку. Аналогичным аппаратом пользовался Бейтлер (1933), чтобы не давать доступа этим парам к щели вакуумного спектрографа.

Из приведённых выше данных для азота и кислорода видно, что существует область относительной прозрачности в воздухе между $\lambda 1300$ и $\lambda 1100$. Это обстоятельство впервые было отмечено Гопфильдом (1922) и в дальнейшем было подтверждено Ладенбургом, Ван-Вургисом и Бойсом (1932) и подвергнуто более детальному изучению Лайманом (1935). Лайман нашёл, что радиации в области между $\lambda 1100$ и $\lambda 1250$ могут проникать при атмосферном давлении несколько сантиметров. Но эта прозрачность только относительная. Она ограничена, вообще говоря, хвостом полосы поглощения с максимумом при $\lambda 1450$ и в некоторых областях прерывается системой полос поглощения N_2 и полосами O_2 , открытыми Прайсом и Коллинсом.

Престон (1940) измерял коэффициент абсорбции кислорода, азота, сухого воздуха, двуокиси углерода и водяного пара для одной определённой длины волны — водородной линии при $\lambda 1215$. Значение коэффициента для азота очень мало, и поэтому при этой длине волны азот можно рассматривать как практически прозрачное вещество. Коэффициент абсорбции в кислороде, повидимому, является функцией давления. Это показывает, что поглощение обусловлено расширением за счёт давления смежной полосы O_2 при $\lambda 1211$, наблюдавшейся Прайсом и Коллинсом. Престон находит, что интенсивность водородной линии $\lambda 1215$ уменьшается вдвое на пути 4,5 см в сухом и свободном от CO_2 воздухе при атмосферном давлении. Коэффициент абсорбции двуокиси углерода значительно больше, а водяного пара несравненно больше. Шнейдер (1940) измерял коэффициент абсорбции в сухом и свободном от CO_2 воздухе в 350 точках между $\lambda 1596$ и $\lambda 382$. Источником света служила искра с множеством линий, а не сплошной спектр. Очевидно, несмотря на ограниченную разрешающую способность этого метода, сплошное поглощение кислородом от $\lambda 1100$ по крайней мере до $\lambda 300$, упоминавшееся Ладенбургом, Ван-Вургисом и Бойсом, накладывало на спектр многие полосы поглощения. Многие из этих полос наблюдались Прайсом и Коллинсом. Из полученных Шнейдером результатов ясно, что даже «окошко» от $\lambda 1300$ до $\lambda 1100$ имеет полосы поглощения, которые распределены в нём повсюду.

3. ПРОЗРАЧНОСТЬ ТВЁРДЫХ МАТЕРИАЛОВ

Число твёрдых материалов, достаточно прозрачных для вакуумной ультрафиолетовой области, чрезвычайно ограничено. Для практических целей применяются два материала: флюорит и фтористый литий. Для очень ограниченного ряда длин волн можно пользоваться также кри-

сталлическим кварцем. Различные образцы каждого из этих трёх материалов показывают широкое разнообразие в их кривых спектральной прозрачности. Прозрачность кварца исследовалась Шейбе (1929) и Поуэллом (1934). При очень тонких окошках хорошими образцами кристаллического кварца можно пользоваться до $\lambda 1450$. Значительная толщина, требующаяся в линзах и призмах, сильно ограничивает использование кварца; так, даже при $\lambda 1860$ 1 см кварца поглощает от 25% до 30% проходящей через него радиации. Плавленный кварц, по видимому, не столь прозрачен, как кристаллический, но в обоих случаях имеют место широкие колебания в прозрачности различных образцов.

До самых последних лет пользоваться приходилось почти исключительно флюоритом. Исследованием его прозрачности занимались Шнейдер (1934) и Поуэлл (1934). Поскольку свет теряется также и при отражении на каждой поверхности исследуемого образца, измерения приходилось производить на многих образцах различной толщины, вырезанных из одного и того же куска флюорита. Истинный коэффициент абсорбции μ определяется из формулы

$$I = I_0(1 - r)^2 e^{-\mu x},$$

где I_0 — интенсивность падающей радиации, I — интенсивность прошедшей радиации, r — теряемая на поверхности часть света, включая сюда и потери на отражение*) и всякие другие поверхностные потери света (на каждой поверхности), а x — толщина образца. Шнейдер пользовался фотографической фотометрией, а Поуэлл — фотоэлектрическим методом. Полученные ими результаты (на одних и тех же образцах) оказались в достаточном согласии. Полученные Шнейдером значения μ (в см^{-1}) даны в функции длины волны на рис. 1. Кривая показывает, что коэффициент абсорбции быстро возрастает при длинах волн меньше $\lambda 1250$ и что образец флюорита можно считать достаточно хорошим, если он показывает значительную прозрачность при $\lambda 1230$. Лейфсону (1926) удалось наблюдать очень интенсивную линию $\lambda 1215$ водорода через два тонких окошка из

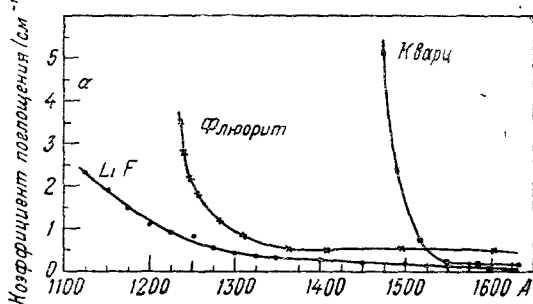


Рис. 1. Коэффициенты поглощения в кварце, флюорите и фтористом литии как функция длины волны (Шнейдер, 1934, 1935, и Поуэлл, 1934).

Кривая показывает, что коэффициент абсорбции быстро возрастает при длинах волн меньше $\lambda 1250$ и что образец флюорита можно считать достаточно хорошим, если он показывает значительную прозрачность при $\lambda 1230$. Лейфсону (1926) удалось наблюдать очень интенсивную линию $\lambda 1215$ водорода через два тонких окошка из

*) Отражательная способность флюорита и кварца в вакуумной ультрафиолетовой области измерялась Тоусеем (1936, 1939, 1940) при изучении оптических констант этих веществ.

исключительно хорошего образца флюорита. При обыкновенном использовании прозрачность флюорита кажется постоянным качеством, хотя Пальмер (1934) сообщил, что когда из флюоритового окошка выходит в воздух очень сильная коротковолновая ультрафиолетовая радиация, на поверхности флюорита образуется поверхностная плёнка. Эта плёнка сильно поглощает между $\lambda 1500$ и $\lambda 1200$. Грот (1936) ничего не сообщает о таком явлении во флюорите, сильно освещавшемся ксеноновой лампой.

В последние годы благодаря работам Шнейдера (1936) и Штокбаргера (1936) сделались доступными большие кристаллы фтористого лития. При помощи техники, разработанной Бриджменом (1925), удалось получать большие однородные кристаллы, когда материал подвергался медленно и однородно охлаждению при определённом градиенте температуры. Кристаллы имеют интересное оптическое свойство, заключающееся в том, что сделанные из них линзы в пределах видимой части спектра являются почти ахроматическими. Если при очистке материала принимаются крайние предосторожности, то можно получить окошки и тонкие линзы, прозрачные до длин волн несколько ниже $\lambda 1100$. Прозрачность фтористого лития исследовалась Шнейдером (1936) и Гротом (не опубликовано). Шнейдеровские значения коэффициента абсорбции как функции длины волны представлены на рис. 1. Коэффициент абсорбции здесь везде меньше, чем у флюорита.

Лайманом (1935) был развит весьма остроумный метод для испытания прозрачности фтористого лития без употребления вакуумного спектрографа. Как упоминалось в предыдущем отделе, радиации с длинами волн между $\lambda 1100$ и $\lambda 1300$ могут проникать несколько сантиметров воздуха. Такие радиации от искры в воздухе между металлическими электродами («Entladungsstrahlen» Wiedemann'a и Schmidt'a (1895)) заставляют падать на термолюминесцентную чувствительную пластинку. Испытуемые куски фтористого лития помещались на поверхность пластинки. После нагревания пластинки в темноте непосредственно вслед за экспозицией возникала термолюминесценция в тех частях пластинки, на которые действовали лучи. Она возникала также в более слабом виде и на тех местах пластинки, которые были покрыты хорошими образцами фтористого лития, и не возникала в местах, покрытых хорошим образцом флюорита. Лайманом было сделано заключение, что его термолюминесцирующий детектор был чувствителен к радиации в области от $\lambda 1100$ до $\lambda 1250$. Последующие опыты с вакуумным спектрографом показали, что чувствительность термоэлектрического детектора возникает внезапно приблизительно при $\lambda 1300$ и простирается по крайней мере до $\lambda 900$. Несколько большие детали метода термолюминесценции будут даны в последнем отделе.

Фтористый литий имеет один существенный недостаток. Под действием интенсивной радиации, а также под действием электронной

бомбардировки при газовом разряде происходит обесцвечивание, сопровождающееся постепенным смещением предела поглощения на несколько сотен ангстрем. Этот эффект изучался Шнейдером (1937). Если обесцвечивание не слишком сильно, то его можно устранить нагреванием кристалла. Обесцвечивание происходит, главным образом, на поверхности кристалла, и поэтому Штокбаргером было предложено удалять испорченный поверхностный слой повторной полировкой.

Лэрд (1920, 1927) нашла, что целлулоидная плёнка толщиной 300—400 Å пропускает от 50% до 20% радиации от λ 1700 до λ 900 и не более 5% ниже λ 900. Она нашла также, что серебряная фольга толщиной 2000 Å пропускает сильные линии вплоть до λ 900. О'Брайаном (1932) было исследовано поглощение в целлулоиде между λ 1000 и λ 300. Плёнки толщиной от 60 до 400 Å готовились путём капания разведённого раствора целлулоида в амилацетате на поверхность воды. Маленькие части такой плёнки снимались с поверхности воды при помощи алюминиевых рамок. Толщина каждой плёнки вычислялась из концентрации целлулоида в растворе, веса капли, попавшей на поверхность воды, и поверхности, на которую распространялась на воде плёнка после испарения амилацетата. Плёнки такой толщины выглядят чёрными в отражённом свете. О'Брайаном было найдено, что степень «черноты» находится в качественном согласии с вычисленной толщиной, и поэтому ему пришлось сделать предположение, что измерение прозрачности для видимого света может служить показателем толщины плёнок. Сравнительно толстые плёнки, показывающие какие-либо цвета в отражённом свете, поглощают всю энергию между λ 1000 и λ 300. Для целлулоидных плёнок толщиной в 100 Å О'Брайан составил таблицу прозрачности, простирающейся от 79% при λ 300 примерно до 30% при λ 900. При ещё больших длинах волн (за пределами исследованного О'Брайаном ряда) прозрачность снова возрастает. Плёнки портятся за несколько дней пребывания в вакууме и за несколько недель пребывания на воздухе. Их использование в качестве окошек лимитируется разностью давлений в несколько миллиметров ртутного столба, но они могут употребляться как подложки для тонких конденсированных плёнок твёрдых материалов при исследовании их спектров поглощения.

Лаймэн (1928, р. 66) и Бомке (1937, р. 18) дискутировали вопрос о прозрачности целого ряда других материалов, но, повидимому, ни один из них не может идти в сравнение с флюоритом и фтористым литием.

4. ОТРАЖАТЕЛЬНАЯ СПОСОБНОСТЬ РЕШЁТОК И ЗЕРКАЛ

Г. В. Сэбайном (1939) была измерена отражательная способность от λ 4000 до λ 450 для стекла и для конденсированных плёнок многих металлов: алюминий, сурьма, бериллий, висмут, кадмий, хром, медь, золото, железо, свинец, магний, марганец, молибден,

никель, палладий, платина, серебро, теллур, титан, цинк и цирконий. Эти отражательные способности (представленные графически в функции длины волны) необязательно соответствуют отражательным способностям чистой поверхности, свободной от всяких адсорбированных газов, но соответствуют поверхностным условиям таких зеркал, с какими обычно сталкиваются в вакуированной системе. Выше λ 1200 определённо оказывается наилучшим отражателем алюминий, а ниже λ 1000 — платина. Стекло в этом отношении ниже платины во всём ряду проведённых испытаний. Рис. 2 показывает полученные Сэбайн

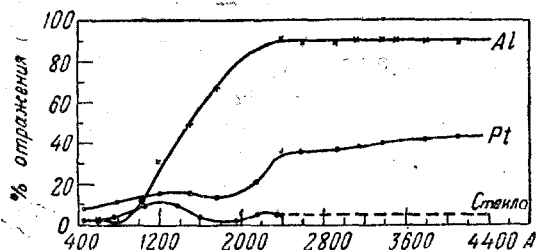


Рис. 2. Коэффициент отражения алюминия, платины и стекла как функция длины волны (Г. Б. Сэбайн, 1939).

Его отражательная способность может сильно уменьшаться за счёт адсорбированных плёнок, в особенности масла и жира, но последние легко могут удаляться органическими растворителями или путём отдираания плёнки нитроцеллюлозы, оставаемой после испарения налитого коллодия. Зеркальную поверхность металла, часто употребляемую для решёток, следует защищать от паров ртути и всяких других паров, содержащих серу (от резиновых прокладок и от некоторых вакуумных смазок). При подходящих условиях испарения тонкие алюминевые и платиновые плёнки, осаждаемые на стеклянные решётки (и зеркала), могут получаться достаточно постоянными и не подверженными потускнению. Но эта техника ещё настолько мало развита, что не всегда удаётся добиваться постоянства поверхностных свойств плёнок.

Решётки, нанесённые непосредственно на алюминий, очень употребительны для областей спектра от λ 1850 до λ 1000. Решётки, нанесённые на поверхность сравнительно мягкого металла, в частности алюминия, имеют преимущество в том, что позволяют видоизменять форму штрихов и таким образом концентрировать энергию в данном порядке спектра. На стекле делать это невозможно, хотя Буду и удалось увеличить интенсивность спектров от стеклянных решёток путём протравливания их фтористоводородной кислотой после их изготовления. Решётки на стекле, повидимому, очень полезны в предварительных опытах с конденсированными плёнками, но если бы было

получены результаты для стекла, алюминия и платины. Измерения Сэбайна были проделаны с лучом света, падавшим под углом около 18° к нормали.

Стекло имеет огромное преимущество перед большинством металлических поверхностей в том, что оно не даёт потускнения.

возможно осаждать тонкие плёнки платины на решётку, нанесённую на более мягкую поверхность, то можно было бы достичь в то же время и преимуществ в возможности регулировки формы штрихов и в более высокой отражательной способности для длин волн меньше $\lambda 1100$.

На основании отклонений от закона Брэгга при отражении рентгеновских лучей от кристаллов Стенстрем (1919) показал, что коэффициент преломления большинства твёрдых веществ для рентгеновских лучей немного меньше единицы. А. Х. Комптоном (1923) было показано, что пучок рентгеновских лучей, падающий почти касательно к поверхности полированной металлической пластинки, претерпевает на этой поверхности полное отражение. С наибольшим успехом решётки использовались при скользящем падении как в области обыкновенных рентгеновских лучей, так и в вакуумной ультрафиолетовой области с длинами волн меньше $\lambda 1000$. При использовании решёток при скользящем падении для длин волн больше $\lambda 1000$ отражательная способность увеличивается, но пока ещё неизвестно, при каком верхнем пределе длин волн перестаёт сказываться явление полного отражения для данного угла падения. О'Брайаном (1931) было указано, что качество решётки определяется формой штрихов и гладкостью поверхности, а также отражательной способностью, в особенности когда решётка используется почти при скользящем падении. Им было сделано заключение, что протравленная стеклянная решётка более подходит для скользящего падения, а решётку на металлическом зеркале или легко наштрихованную стеклянную решётку следует предпочитать при углах вблизи от нормального падения. Другие аспекты выбора между нормальным и скользящим падением для решёток будут рассмотрены в последнем отделе.

5. ФОТОГРАФИЧЕСКАЯ ТЕХНИКА И ДРУГИЕ МЕТОДЫ НАБЛЮДЕНИЯ

Даже до достижения вакуумной части ультрафиолетовой области возникают фотографические затруднения. Желатин фотографической эмульсии поглощает радиацию длин волн короче $\lambda 2265$. Из-за этого чрезвычайно уменьшается чувствительность и контрастность пластинок, ибо радиация проникает только в очень тонкий поверхностный слой эмульсии. Для преодоления этого затруднения Шуман первый пытался осаждать чистое бромистое серебро непосредственно на стеклянную пластинку. Такие пластинки оказались чувствительными, но непостоянными. Оказалось, что бромистое серебро способно уплывать с пластинки в процессе фиксирования. Затем были сделаны попытки осаждения слоя бромистого серебра на поверхности слоя желатина. В результате получилась более высокая чувствительность и контрастность, а также и более высокая механическая стойкость. После ряда дальнейших опытов Шуманом (1901) была принята методика, которая очень мало изменилась за последующие многие годы. Принципиально

она состоит в том, что бромосеребряная эмульсия содержит минимальное количество желатина. Процесс приготовления такой эмульсии несколько сложен и вести его приходится с большой тщательностью, если желательно не уменьшать чувствительность пластинки. Нанесённая на стекло эмульсия очень легко стирается и поэтому с пластинками приходится обращаться с великой осторожностью как перед употреблением в дело, так и впоследствии, если, конечно, потом они не покрываются лаком.

Детали техники приготовления шумановских пластинок рассматривать здесь не приходится. Критическому рассмотрению они были подвергнуты далее Лайманом (1928). Гопфильд (1922) и затем Гопфильд и Эппльард (1932) предложили некоторые видоизменения шумановской методики, заключающиеся, главным образом, в том, что шумановская эмульсия наносилась на поверхность желатина (освобождённого от бромистого серебра) обыкновенной продажной фотографической пластинки или плёнки. Некоторые исследователи всё ещё предпочитают сами готовить для себя шумановские пластинки или плёнки, но большинство считает более лёгким покупать их у Хильгера в Англии или у Agfa в Германии.

Дюкло и Жантэ (1921) сделали два нововведения. В первом из них шуманизация обыкновенных фотографических пластинок производится путём обработки их серной кислотой. При этом процессе вытравливается большая часть желатина в поверхностном слое эмульсии и слой обогащается бромистым серебром. Этот способ оказался очень полезным, но он не вошёл в общее употребление, так как получающаяся эмульсия очень хрупка. Испытывался, кроме этого, и целый ряд других реагентов, включая сюда и фермент для растворения желатина, но лучшим из них всё же оказалась серная кислота.

Второй из предложенных Дюкло и Жантэ способов нашёл широкое применение. В этом способе перед экспозицией на поверхность обыкновенной фотографической пластинки наносится тонкий слой флюоресцирующего масла, удаляемого перед проявлением пластинки. Масла могут употребляться самых разнообразных типов. Если готовят пластинки для работы в вакууме, то лучше всего выбирать масло со сравнительно низкой упругостью пара. Для большей эффективности желательно, чтобы длина волны флюоресцирующей радиации масла соответствовала максимуму чувствительности употребляемой фотографической пластинки. Дюкло и Жантэ не испытывали сами покрытых маслом пластинок в вакуумной ультрафиолетовой области. Впервые это было сделано Лайманом (1922), который сообщает о достигнутой им чувствительности до λ 500.

Фотографические пластинки для наблюдения канальных лучей должны иметь в основном такие же свойства, так как заряженные частицы могут проникать только на короткое расстояние в эмульсию обыкновенной фотографической пластинки. Фирмой Ильффорд

в Англии готовились специальные пластинки по заказу Астона для исследования изотопов (1931, 1937). Такая пластинка содержит промежуточное количество желатина между количеством его в эмульсиях обыкновенных фотографических пластинок и в шумановских эмульсиях. При помощи засекреченного производственного процесса на поверхности эмульсии получают теперь очень высокую чувствительность зёрен бромистого серебра. Такие пластинки выпускаются в продажу в виде трёх марок — Q1, Q2 и Q3, расположенных здесь в порядке увеличения чувствительности и величины зерна.

В настоящее время можно заказывать фирме Истмэн спектроскопические пластинки со специальной сенсibilизацией для крайних ультрафиолетовых лучей. Эмульсия покрывается на фабрике флюоресцирующим материалом, который приходится смывать хлористым этиленом перед проявлением. Такая пластинка во многом сходна с покрытой маслом пластинкой, но более удобна и более однородна. Такая сенсibilизация обычно придаётся спектроскопическим пластинкам фирмы Истмэн типа O с различной степенью чувствительности и величины зерна. Вполне возможно комбинировать эту ультрафиолетовую сенсibilизацию с другими типами спектроскопических пластинок Истмэна, даже если желательно регистрировать на одной и той же пластинке радиации от двух сильно отличающихся рядов длин волн. Такая проблема может возникнуть, например, при желании сделать прямые сравнения между красной линией кадмия и его линиями в вакуумной ультрафиолетовой области.

Сравнение свойств различных пластинок не столь простое дело, как составление списка их порогов чувствительностей при различных длинах волн, так как для многих спектроскопических целей градация является более важной, чем порог чувствительности. Очень интересное изучение свойств различных типов пластинок было проведено Гантером и Пирсом (1938) для ряда длин волн от λ 2500 до λ 2000. Они нашли, что некоторые пластинки с очень высоким порогом чувствительности в этой области имеют чрезвычайно низкий максимум плотности, а поэтому не годятся для контрастной съёмки. В данном спектральном ряду это особенно справедливо для обыкновенного типа фотографической эмульсии. Этого и следовало ожидать, имея в виду то, что уже было сказано о непрозрачности желатина и неглубоком проникновении коротковолновой радиации в обыкновенные эмульсии. К несчастью, при ещё более коротких длинах волн такое систематическое сравнение пока ещё не проведено. Опыты автора этой статьи ограничивались пластинками Хильгера-Шумана, пластинками Илфорд Q и, в последнее время, сенсibilизированными для ультрафиолетовых лучей пластинками Истмэна. Первые из этих пластинок имеют, несомненно, самый высокий порог чувствительности, но они наиболее дороги и наименее однородны. В настоящее время употребляются пластинки как Илфорда, так и Истмэна. Применяемые теперь источники света не вполне подходят для количественного сравнения таких

пластинок, но имеющийся опыт показывает, что и те и другие являются удовлетворительными для общего употребления.

Скиннер и Джонстон (1937) при исследованиях мягких рентгеновских лучей в области от λ 300 до λ 100 пользовались пластинками Хильгер-Шумана, пластинками Ильфорд Q и пластинками с масляными плёнками. Они нашли, что пластинки Q в 100 раз чувствительнее при λ 200, чем пластинки с маслом в той же области, и сравнимы с шумановскими пластинками. Далее, ими было установлено, что вследствие поглощения желатином, чувствительность пластинок Q при λ 400 только в 10 раз больше чувствительности пластинок, сенсibilизированных маслом.

В случае короткофокусных инструментов пластинки должны иметь высокую разрешающую способность, если желательно использовать полное разрешение решётки. В отношении этого свойства шумановские пластинки являются наилучшими. Боуэн измерял на шумановской пластинке линии, отстоящие на 0,01 мм друг от друга. Разрешающая способность пластинок Ильфорд Q немного меньше. В случае покрытых маслом пластинок следует ожидать значительно меньшей разрешающей способности. Слой флюоресцирующего материала, которым покрываются сенсibilизированные для ультрафиолетовых лучей пластинки Истмэна, очень тонок и поэтому не может сильно снижать разрешающую способность эмульсии, на которую он нанесён. Истмэновские пластинки для ультрафиолетовых лучей, до сих пор употреблявшиеся автором, имеют эмульсии типа O. Повидимому, они имеют достаточное разрешение для решётки двухметрового фокуса с 90 000 линиями, наштахированными по 30 000 линий на дюйм, но они не могут обеспечить упомянутую выше разрешающую способность шумановских пластинок.

Гаррисон (1925) испытывал покрытые маслом пластинки и плёнки на однородность почернения и нашёл, что для фотометрических целей они выше шумановских пластинок. Гаррисон и Лейтон (1930, 1931) нашли, что характеристики покрытых маслом пластинок являются постоянными в широкой области спектра, где радиация полностью поглощается маслом, и представляют собой характеристики начальной эмульсии для длины волны флюоресценции масла. Далее, в широком интервале длин волн квантовый выход флюоресценции является постоянным. Отсюда проистекает благоприятное, почти единственное в своём роде положение, согласно которому методы гетерохроматической фотографической фотометрии в вакуумной ультрафиолетовой области значительно проще, чем в более доступных областях спектра.

Фотоэлектрическое наблюдение радиаций в вакуумной ультрафиолетовой области спектра также несколько проще, чем для больших длин волн, так как при таких коротких волнах большинство металлов отдаёт электроны, и исследователям не приходится ограничиваться щелочными металлами. При помощи подходящего выбора металла

можно сделать фотоэлемент нечувствительным к радиациям в видимой и ближней ультрафиолетовой частях спектра. Часто для этого употребляется платина. Если её тщательно обезгазить, то её фотоэлектрический порог приходится на λ 1962. Если же платина не обезгажена, то её порог колеблется от λ 2800 до λ 3000. Таблица значений фотоэлектрического порога для многих металлов, при различных поверхностных условиях, дана в книге Юза и Дю Бриджа (1932, стр. 75). Такое фотоэлектрическое наблюдение в вакуумной ультрафиолетовой области применялось в прежних исследованиях Ленарда (1902), Франка и Герца (1914, 1916) и др. В этих ранних исследованиях над критическими потенциалами не всегда проводилось различие между ионами, накапливаемыми у анода, и фотоэлектронами, выбрасываемыми этим анодом под действием коротковолновой радиации. Чтобы различать эти два эффекта, Дэвисом и Гаучером (1917) и другими были придуманы комбинации электродов. Особенный интерес в связи с этим представляет опыт Олмстеда и К. Т. Комптона (1923). Эти исследователи определяли «радиационные потенциалы» атомного водорода, т. е. энергии (в электрон-вольтах), необходимые для возбуждения последовательных членов лаймановской серии водорода. Рассматриваемым линиям соответствуют примерно λ 1215, λ 1025, λ 972, λ 949 и т. д. Олмстед и Комптон обнаруживали эти радиации при помощи электронов, выбрасываемых платиновым анодом. Чтобы иметь уверенность в полной диссоциации на атомный водород, возбуждение производилось в крошечной печи при 2800° К.

Фотоэлектрическое обнаружение общего неразложенного в спектр излучения в вакуумной ультрафиолетовой области является сравнительно обычным делом, но его комбинация со спектрографом редко применялась. Поуэлл (1934) употреблял эту комбинацию при исследовании прозрачности флюорита и кварца, а в последнее время Престон (1940) пользовался ею для измерений коэффициента абсорбции некоторых газов при λ 1215.

Пфунд (1926) пользовался термостолбиком для измерения радиации при исследовании отражательной способности материалов в области этих длин волн, но без спектрального разложения.

Фотохимическое образование озона из молекулярного кислорода под действием шумановской радиации использовалось многими исследователями для измерения интенсивности радиации. Как известно, квантовый выход этой реакции равен 2. Радиация падает в сосуд, содержащий кислород в количестве, достаточном для того, чтобы обеспечить полную абсорбцию. Газ протекает постоянно через абсорбционный сосуд в подходящую химическую аппаратуру для количественного определения озона. В этом состоит самый прямой метод определения интенсивности через число квантов в секунду. Мы ещё вернёмся к вопросу фотохимических реакций в последнем разделе.

Выше уже упоминалось о термолюминесцентном наблюдении радиации вблизи $\lambda 1200$. Пользуясь описанным Гофманом (1897) процессом, Лайман (1935) готовил смесь из сульфата кальция, нескольких процентов сульфата марганца и небольшого количества воды. Эта смесь высушивалась и остаток её растирался в порошок, который снова смешивался с водой и наносился в таком виде на медные полоски подходящих размеров. После выпаривания воды медь вместе с её покрытием нагревалась до красного каления в течение нескольких минут. Охлаждённая после этого пластинка обладает способностью запасать энергию падающих на неё коротковолновых радиаций и освобождать её в виде обыкновенного света при нагревании пластинки. Как уже было указано, Лайман нашёл, что длинноволновый предел чувствительности термолюминесцирующей пластинки находится при $\lambda 1300$. Экспозиция при коротковолновой радиации может производиться на дневном свете. Люминесценция может затем наблюдаться в темноте при нагревании медной полоски на электрической плитке, нагретой до 180° . После того как люминесценция закончена, пластинка опять готова для употребления. Чтобы обеспечить постоянную регистрацию, на расстоянии в один миллиметр от поверхности сульфата кальция может помещаться фотографическая пластинка, которая, однако, не должна касаться поверхности сульфата.

Опыт Лаймана с искрой и термолюминесцирующей пластинкой описанного здесь типа представляет собой весьма эффектную лекционную демонстрацию.

6. КОНСТРУКЦИЯ СПЕКТРОГРАФА

Важнейшие факторы, определяющие конструкцию вакуумных спектрографов, включают требования спектральной области, дисперсии и разрешающей способности, гибкость и удобство в обращении, а также ограничения, налагаемые призмой и решёткой и стоимостью аппарата. Применение находят три типа приборов: призмный спектрограф, спектрограф с решёткой и нормальным падением и спектрограф с решёткой же, но со скользящим падением. Типичные примеры каждого из них и будут последовательно рассмотрены, сначала как оптические приборы, а затем будут сделаны добавления относительно соответствующих им вакуумных систем.

Призмный прибор обычно употребляется для работы в шумановской области, т. е. вплоть до предела прозрачности флюорита $\lambda 1250$ или фтористого лития $\lambda 1200 - \lambda 1100$, в зависимости от образца. Очень удобная форма была описана Карио и Шмидт-Оттом (1931); она и находит широкое применение. В этом приборе употреблялась маленькая флюоритовая призма с углом 60° и флюоритовые линзы диаметром в 8 мм с фокусным расстоянием 100 мм. Такой прибор вполне достаточен для исследования простых линейных

спектров и полос поглощения в шумановской области. Он не даёт достаточного разрешения при изучении сложных атомных спектров или ротационной структуры полос двухатомных молекул, но для целого ряда спектроскопических наблюдений он очень подходит, включая сюда измерения интенсивностей в простых эмиссионных или абсорбционных спектрах.

Делались приборы и с призмами больших размеров, но они не имеют преимуществ перед малыми приборами и, кроме того, требуют значительно большего времени для откачивания. В больших призмённых приборах освобождение от высших порядков коротких длин волн не перевешивает большей области длин волн прибора с решёткой и его почти постоянной дисперсии.

Теория вогнутой решётки хорошо известна, и поэтому нет необходимости её здесь повторять. Систематически изложена она была Кайзером (1900), а некоторые важные её особенности были впоследствии рассмотрены Дайком (1933) и Мак Адамом (1933). В обычном расположении роуландовского круга щель, решётка и пластинка — все они лежат на одном круге, диаметр которого равен радиусу кривизны решётки. Известное уравнение

$$m\lambda = e (\sin \varphi - \sin \psi) \quad (1)$$

определяет положение m -го порядка длины волны λ ; e означает здесь расстояние между последовательными линиями решётки (для удобства выражаемое в ангстремах), φ — угол падения и ψ — угол дифракции. (В такой форме уравнения φ и ψ принимаются положительными на противоположных сторонах от нормали.) Если s означает расстояние от прямого изображения щели ($\varphi = \psi$), измеренное вдоль дуги роуландовского круга до какой-либо точки в спектре, то линейная дисперсия $ds/d\lambda$ в этой точке даётся уравнением

$$ds/d\lambda = \rho/e \cos \psi, \quad (2)$$

где ρ — радиус кривизны решётки. Для решётки с 30 000 штрихами на дюйм и с радиусом кривизны в 2 м, оба эти уравнения имеют численные значения:

$$m\lambda = 8466 (\sin \varphi - \sin \psi) \quad (1a)$$

$$ds/d\lambda = 0,2362/\cos \psi \text{ (в мм/Å)}. \quad (2a)$$

Следует отметить, что дисперсия является относительно постоянной вблизи нормали к решётке, но быстро возрастает при больших значениях ψ . Геометрически дисперсия в любой точке круга обратно пропорциональна длине хорды, проведённой из этой точки к центру решётки. Конечно, она не зависит от φ и поэтому значение φ может быть выбрано так, чтобы привести данную длину волны в положение, дающее желаемую дисперсию. Бейтлер (1940) развил удобный метод

для нахождения значения φ , соответствующего любому заданному спектральному интервалу.

Типичное устройство вакуумного спектрографа К. Т. Комптона и Бойса (1934) с решёткой и нормальным падением луча показано на рис. 3. Стеклоянная решётка с 30 000 линиями на дюйм имеет радиус в 2 м. Дисперсия (0,2362 мм/Å у нормали) и разрешение, повидимому, достаточны для сложных линейчатых спектров и для изучения ротационной структуры двухатомных молекул. Прибор может откачиваться при помощи вакуумной системы (насос фирмы Distillation Products с собственной дестилляцией, имеющий скорость 200 л/сек, работающий от форвакуумного насоса Сепсо Нуревас) в течение одного часа. Для спектрографов значительно большей величины име-

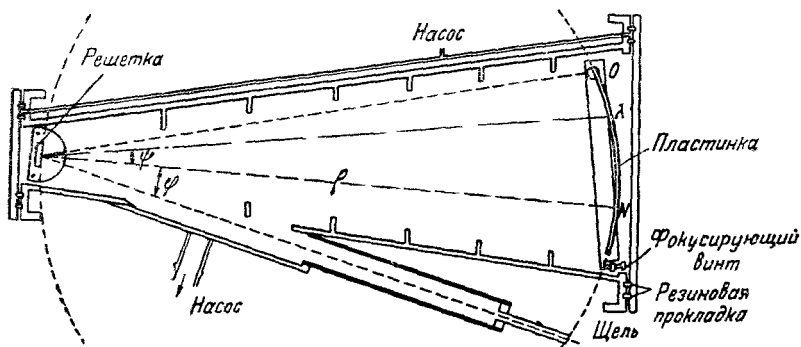


Рис. 3. Спектрограф с нормальным падением ($\varphi = 13.7^\circ$) (К. Т. Комpton и Дж. К. Бойс, 1934).

ются насосы с большей скоростью откачки. Существующие спектрографы длиной более 3 м обычно должны жертвовать областью длин волн, чтобы выиграть высокую дисперсию. Но большие спектрографы могут иметь значительные преимущества в точности определения стандартов длин волн и в изучении ротационной структуры в спектрах многоатомных молекул (Дункан и Гаррисон, 1936).

В изображённом на рис. 3 аппарате одна фотографическая пластинка длиной в 24 дюйма охватывает область от прямого изображения щели ($\varphi = \psi$) до λ 2500. При помощи этого прибора можно наблюдать спектры до длин волн несколько ниже λ 300. Следует отметить, что угол падения выбран здесь равным $13,7^\circ$, основанием чему служила область длин волн, на которую рассчитывалась работа при конструировании спектрографа в 1929 г. Последующие исследования Дайка (1933) показали, что угол падения 13° даёт наибольший астигматизм. Он очень удобен при регулировке спектрографа для получения прямого изображения щели на пластинке. Однако, полезно было бы, пользуясь конструкцией Симеона (1923),

добавить и вторую щель при несколько большем угле падения $22,2^\circ$. Тогда при одном и том же положении пластинки было бы возможно получить и второй интервал от λ 1200 до λ 3700. Это было бы выгодно для фотографирования шумановской области одновременно в первом и втором порядках в этом новом ряду, а также для перехода от одного спектрального ряда к другому без изменения оптического устройства. Для решёток с радиусом кривизны в 1 м было сконструировано несколько вакуумных спектрографов с нормальным падением. Но при этом возникают затруднения из-за необходимости иметь стеклянные пластинки, которые соответствовали бы фокальной кривизне в 50 см. При ещё меньших аппаратах приходится употреблять плёнки. Другие затруднения связаны с необходимостью штриховки решёток на поверхности с очень малым радиусом кривизны.

Вакуумный спектрограф со скользящим падением широко применялся во многих лабораториях, главным образом в Упсале. Из разнообразных конструкций можно описать здесь лишь самую старую и самую новую. Эрикссон и Эдлен (1930) описали спектрограф, сконструированный Зигбаном. Аппарат имеет угол падения 80° на решётку радиуса кривизны в 1 м, содержащую 571 линию на миллиметр; годится он для длин волн до λ 75.

Недавно были сконструированы два почти одинаковых аппарата с решётками 5-метрового радиуса кривизны. Один из них употреблялся для исследования мягких рентгеновских лучей и был описан Зигбаном и Магнусоном (1935). Другой употреблялся Эдленом (1936 и след.) в его исследованиях спектров очень высоко ионизированных атомов. Решётка имеет 37 440 линий по 576 линий на миллиметр. Угол падения равен $\varphi = 86^\circ$. Длинноволновый предел пластинки приходится на λ 200, а нижний предел на λ 40. В другом аппарате, описанном Тайреном (1936), угол падения был 89° . При этом крайнем угле Тайрен (1938) наблюдал линии F_e XVII при λ 12,1. Самый большой из всех аппаратов со скользящим падением был сконструирован Крюгером (1933); в этом аппарате употреблялась решётка с радиусом кривизны в 21 фут.

Решётки, употребляющиеся в Упсале, имеют иные периоды и радиусы кривизны, чем решётка у аппарата с нормальным падением, изображённого на рис. 3. Для удобства сравнения рис. 4 сделан в таком же масштабе; он иллюстрирует употребление решётки 2-метро-

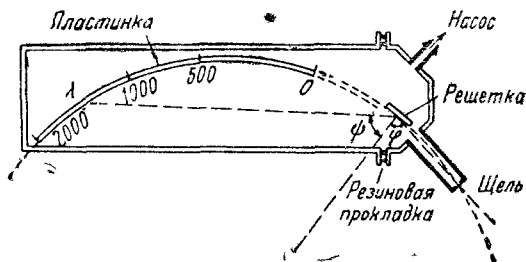


Рис. 4. Спектрограф со скользящим падением ($\varphi = 80^\circ$) (схема).

вого радиуса кривизны с 30 000 линий на дюйм при угле падения $\varphi = 80^\circ$. Приведём также и численное сравнение. В аппарате с (почти) нормальным падением (рис. 3, $\varphi = 13,7^\circ$) расстояние от прямого изображения до положения первого порядка λ 500 составляет 119 мм, а дисперсия при λ 500 составляет 0,240 мм/Å. В случае аппарата со скользящим падением (рис. 4, $\varphi = 80^\circ$) тот же самый спектральный ряд покрывал бы 426 мм на пластинке, а дисперсия при λ 500 была бы 0,625 мм/Å. Поскольку при скользящем падении сильными являются спектры высоких порядков, что может сильно осложнять наблюдения при больших длинах волн, на практике угол падения приходится делать лишь настолько большим, чтобы получать полное отражение для самых коротких длин волн, которые желательно получать. Для каждой индивидуальной решётки угол также может меняться. Эдлен (1934) приводит случай одной металлической отражающей решётки, которую можно было употреблять при нормальном падении только до λ 320. Но при угле $\varphi = 60^\circ$ её можно было употреблять до λ 160, при 80° до λ 75, а при $84,6^\circ$ до λ 53.

Исследования Мака, Штэна и Эдлена (1932), Боуэна (1933), а также Андерсона и Мака (1934) показали, что разрешающая способность вогнутой решётки возрастает с возрастанием угла падения. Для почти скользящего падения существует оптимальная ширина решётки для максимума разрешающей способности и интенсивности. Она зависит от угла падения, радиуса кривизны, положения поверхности решётки, длины волны и порядка спектра. Удобный график для нахождения этой оптимальной ширины был дан Маком и Штэном (1933), но вычислениями Боуэна было показано, что когда пластинка слегка смещена с роуландовского круга, можно употреблять несколько более широкую решётку. Наиболее полный и строгий разбор этого вопроса был дан Андерсоном и Маком. Аберрации вогнутой решётки, свойственные большим углам падения, препятствуют использованию при этих условиях внешних порядков спектра между решёткой и прямым изображением. Когда большая решётка, употребляемая при скользящем падении, диафрагмируется, чтобы удовлетворить этому требованию, то получается двойная выгода. При этом не только улучшается разрешение, но изгоняется и тот тип духов, которые возникают при скользящем падении. Иногда бывает необходимо диафрагмировать заштрихованную поверхность решётки несколько сверху и снизу так же, как и по сторонам, так как эти духи получаются, повидимому, от внешних краёв заштрихованной поверхности. Методы регулировки приборов со скользящим падением подробно были описаны Ратенау и Перикампом (1935).

Спектрографы как с нормальным, так и со скользящим падением имеют свои собственные исключительные преимущества. В шумановской области почти линейная дисперсия и экономия света, вызываемая меньшим астигматизмом, определённо благоприятны для аппаратов с нормальным падением. Ниже λ 600 значительно увеличенная эффективность

решётки при нормальном падении определённо благоприятствует этому типу аппарата, а ниже λ 300 только один он и будет работать. В области от λ 1200 до λ 600 употребительны оба аппарата. В этой области, если требуется прецизионное определение стандартв длин волн, аппарат с нормальным падением имеет преимущество в том, что свет падает на фотографическую пластинку почти нормально и шкала длин волн очень мало искажается при небольших неправильностях в кривизне пластинки. Если требуется наблюдение слабых линий, то в этой спектральной области получается значительно бо́льшая интенсивность в случае аппарата с нормальным падением. Представляется также, что аппарат с нормальным падением является более удовлетворительным для ряда длин волн, в котором изучаются молекулярные спектры структуры вращения. Следует отметить, что в пределах ряда длин волн, рассчитанного на аппараты с нормальным падением, всё ещё имеются значительные колебания в угле падения. Из-за этого могут потребоваться два прибора или два набора деталей для одного прибора. Эдленом (1934) был описан прибор со сменной установкой щели с расчётом на углы падения 70° и 80° .

Для размещения оптической системы в вакуумном спектрографе употребляются самые разнообразные типы кожухов. Здесь не придётся входить в описание подробностей и можно ограничиться лишь несколькими общими замечаниями. Кожух должен быть по возможности простым, а все швы или места соединений максимально доступными, чтобы испытывать их отдельно в случае наличия «утечки».

Сравнение рис. 3 и 4 показывает, что при больших углах падения необходимо бывает эвакуировать объём с меньшей частью площади роуландовского круга. Однако, хотя подлежащий эвакуации объём в случае аппарата со скользящим падением и меньше, это не значит, что аппарат занимает меньшее пространство в лаборатории. В аппарате этого типа, повидимому, более удобно монтировать решётку и держатель для пластинки на перекладине так, чтобы бо́льшая часть кожуха могла откатываться от перекладки прочь. Для этого требуется колея, вдвое более длинная, чем оптическая часть инструмента.

В инструменте любого типа кожух должен иметь широкие внутренние зазоры, чтобы можно было по желанию производить регулировку или непредвиденную замену одних оптических частей другими с несколько отличными размерами или фокальными свойствами. Оптические устройства должны иметь хорошие отсчётные механизмы, чтобы установка могла воспроизводиться с достаточной точностью. Это важно по той причине, что в процессе фокусировки часто бывает необходимым эвакуировать аппарат для каждого отдельного испытания. Следует добиваться возможности производить всякую регулировку и установку внутри спектрографа без каких-либо неудобств. Следует также добиваться возможности удаления решётки для чистки и обратной её установки с минимальным количеством прилаживаний на прежнее место.

Щель должна быть легко доступна для прочистки и для установки, по возможности без потери вакуума в спектрографе. Регулировка ширины щели и её вращение для обеспечения параллельности её штрихам решётки имеют чрезвычайно большую важность для достижения максимальной разрешающей силы. Обе эти регулировки должны быть независимыми друг от друга. Регулировка щели должна быть такова, чтобы можно было уменьшать её ширину до нескольких тысячных долей миллиметра. Всем этим требованиям относительно щели следует удовлетворять одновременно с экономией пространства, чтобы служащая источником света трубка могла быть фиксирована в непосредственной близости от щели.

При многих источниках света, и в особенности в случае вакуумной работы, щель покрывается налётом материала электродов. В случае вакуумной искры щель требует частой и тщательной прочистки. Боуэн находит очень выгодным делать края щели из стеллита (сплав вольфрама с никелем и кобальтом), так как его можно регулярно и надёжно очищать любой из обычных концентрированных кислот. Кроме того, он очень твёрдый и поэтому может хорошо выдерживать также и сильную механическую очистку. Края щелей из этого материала употреблялись Боуэном годами и сохранялись целыми, в то время как щели из других материалов требуют частой замены.

Для отключения щели и источника от остальной части спектрографа желательно применение какого-либо клапана, но нет никакой необходимости делать такое устройство, которое позволяло бы удалять из прибора пластинку без впуска в него воздуха, по крайней мере в случае 2-метрового аппарата. Несравненно проще пользоваться настолько широкой пластинкой, чтобы на ней можно было получать полдюжины снимков. Внешняя регулировка механизма, рассчитанного на перемещение пластинки между экспозициями, была описана Бомке (1937, стр. 37). Применение любых вакуумных манометров — ионизационных, тепловых или Мак Леода — вполне окупается экономией того времени, которое иначе приходилось бы затрачивать на отыскивание возможных мест утечки. Для контроля работы диффузионного насоса вполне достаточно пользоваться манометром в форвакуумной части. В вакуумных системах для циклотронов для этой цели употребляется термоэлектрический манометр.

7. ИСТОЧНИКИ СВЕТА

Источники света для исследования спектров испускания в вакуумной ультрафиолетовой области не очень сильно отличаются от источников света, применяемых при работе с более длинными волнами.

Необходимым добавочным условием является лишь забота о том, чтобы радиация могла проходить область пространства, непосредственно прилегающую к источнику света, без слишком большого поглощения лучей находящимися там газами и парами. В случае дуги или

искры, обыкновенно работающих в воздухе при атмосферном давлении, необходимо заменять воздух каким-либо газом, прозрачным при коротких волнах. Как уже упоминалось, эта техника была разработана Сельвином (1929) и в дальнейшем усовершенствована Шенстоном (1938). В зависимости от подлежащей исследованию области длин волн для этой цели подходят азот, аргон или гелий, но если употребляются одноатомные газы, то характеристики разряда могут значительно изменяться. Данные о прозрачности этих газов уже были приведены в отделе II. С другой проблемой приходится сталкиваться при исследовании спектров ионизированных атомов в области длин волн поглощения соответствующего нейтрального атома. Это затруднение отчасти устраняется уменьшением плотности абсорбирующих атомов либо путём разведения их газом или паром, прозрачным в этой области, либо путём манипуляций при низком общем давлении.

Если бы было возможно указать при помощи одной или нескольких ссылок, где можно найти сведения о спектроскопических источниках света вообще, и затем переработать эти сведения с расчётом на применение в вакуумной ультрафиолетовой области, то этот отдел получился бы самым коротким. Однако, такие сведения по установившейся в спектроскопии традиции передаются от одних исследователей к другим большей частью устным путём; а если бы они были изложены в статье, то они скорее носили бы эмпирический характер. С риском неточности определения, что в данном случае следует понимать под общим знанием, можно всё же сделать попытку дать общее представление о механизме возбуждения спеткров и уже на этой основе рассмотреть источники света, требующиеся для возбуждения различных спектров.

Атомы и молекулы могут испускать свет всякий раз, когда они обладают избыточной энергией. Вероятность испускания этой радиации имеет широко колеблющиеся значения в зависимости от того состояния, до которого был возбуждён атом (или молекула). При некоторых состояниях эта вероятность настолько высока, что радиация почти наверняка происходит за то короткое время, в течение которого атом или молекула остаются невозмущёнными между столкновениями. В других (метастабильных) состояниях эта вероятность испускания очень мала, и поэтому возникновение радиации крайне маловероятно, если не считать таких условий, когда некоторое столкновение освобождает атом или молекулу от избыточной энергии. Если отвлечься от ядерных процессов, при которых происходит испускание гамма-лучей или рентгеновских лучей, атом или молекула могут получать энергию следующими четырьмя путями: (1) при столкновении с электроном достаточной кинетической энергии (столкновение первого рода); (2) путём поглощения радиации подходящей частоты; (3) при столкновениях с другими атомами или молекулами, которые имеют достаточные количества энергии (столкновения второго рода); (4) путём термического возбуждения, при котором часть внут-

ренной энергии системы идёт на возбуждение некоторых из составляющих её атомов или молекул. Следует отметить, что при термическом возбуждении происходят все эти процессы. Возбуждение можно рассматривать как термическое, когда все процессы находятся в достаточно равновесии, чтобы оправдывать скорее термическое, чем индивидуальное толкование. В спектрах пламени и печи средствами возбуждения является (4). В спектрах флюоресценции главную роль играет (2). Но для большинства источников, где энергия доставляется электрическим путём, первичным механизмом является (1) даже в том случае, если что-либо и изменяется в результате других процессов.

Общие свойства электрических разрядов в газах рассматривались К. Т. Комптоном и Лангмюром (1930, 1931) и в более позднее время Друйвестейном и Пеннингом (1940) и поэтому не приходится их здесь рассматривать снова. Достаточно будет лишь сказать, что количество избыточной энергии, которое может быть запасено в атоме путём возбуждения или ионизации или обоими этими путями, в конечном счёте зависит от того, как часто атомы могут получать удары от электронов. Как сильно может электрон ударять атом, будет зависеть от количества кинетической энергии, приобретённой электроном при его ускоренном движении в электрическом поле и теряемой при замедлении в результате столкновений с атомами. В результате такого состязания средний электрон получает некоторую конечную скорость, которая зависит от интенсивности электрического поля, от плотности газа и от поперечного сечения атома для столкновения с электронами этой скорости. Дальнейшие потоки электронов, настигающие атом прежде чем он будет иметь достаточное время для разряда его избыточной энергии путём радиации или путём столкновений, приводят кумулятивным путём к значительно более высоким энергиям, чем при простых столкновениях при той же самой конечной скорости.

Другая часть соревнования между процессами, при которых атом выигрывает энергию, и процессами, при которых энергия уходит в виде радиации или при столкновениях, определяет статистическое распределение атомов между теми, которые находятся в нормальном состоянии, и теми, которые имеют различные состояния избыточной энергии. Это распределение вместе с вероятностями атомных переходов, связанных с каждым процессом радиации из каждого возбуждённого состояния, и определяют спектр испускаемой радиации. В смесях газов или паров, где давление достаточно для того, чтобы столкновения между молекулами происходили чаще, чем удары молекул о стенки сосуда, спектр будет состоять, главным образом, из спектра элемента с низкими состояниями возбуждения. Происходит это по двум причинам: удары (первого рода) между этими атомами ограничивают конечную скорость электронов, и удары (второго рода) быстро передают энергию, когда её получает атом с более высокими состояниями возбуждения. Метастабильные состояния представляют

собой наиболее важные ступени в процессах кумулятивного возбуждения и являются наиболее эффективными для запасаения энергии во время её передачи при столкновениях второго рода. Метастабильные состояния встречаются во многих атомах (и молекулах) и являются особенно важными в инертных газах, ртути, а также в молекулярном и атомном азоте.

Перед началом прохождения электрического разряда через газ электрическое поле определяется геометрическими факторами и наложенной разностью потенциалов. Когда же разряд начался, то это распределение поля значительно изменяется в результате концентрации положительных ионов. (Даже при высоких частотах колебательного разряда концентрация ионов играет роль в создании распределения поля.) Слой ионов, образующийся вблизи от катода, образует край так называемого катодного падения. Если разряд происходит в дуге, то разность потенциалов в пределах катодного падения имеет порядок десяти вольт. Если разряд тлеющий, то катодное падение измеряется сотнями вольт. Однако, имеем ли мы дело с дуговым или с тлеющим разрядом, характер разряда определяется комбинацией факторов, из которых ведущая роль принадлежит константам внешнего контура. В катодном падении дуги электроны приобретают конечные скорости порядка потенциала ионизации или возбуждения газа; в области катодного падения в тлеющем разряде эти скорости значительно выше. Остающееся свободное пространство между электродами (являющееся дополнением к тому, которое занято катодным падением) занято отрицательным свечением, фарадеевым тёмным пространством и положительным столбом, который возникает при наличии достаточного пространства. Положительный столб это — область значительно меньшего электрического поля, чем катодное падение; при данном давлении и данной силе тока он одинаков и для дугового и для тлеющего разряда. Конечные скорости электронов здесь меньше, чем в области катодного падения и в другой части отрицательного свечения, но они имеют максвелловское распределение около средней величины, так что некоторые из них имеют достаточную энергию, чтобы вызывать ионизацию. Температура электронов, свойственная этому максвелловскому распределению скоростей электронов, определяет распределение возбуждённых состояний, вызываемых простыми столкновениями электронов с атомами (или молекулами) газа. Для давлений газа порядка миллиметров ртутного столба не существует равновесия между высокой температурой электронов и много более низкой температурой газа, но для давлений порядка одной атмосферы это равновесие устанавливается, и тогда, согласно процессу (4), на термодинамической основе возбуждение может быть вычислено.

К. Т. Комптон и Бойс (1928) исследовали спектры, получающиеся при простых соударениях с электронами известной энергии в газах при низких давлениях. Как и следовало ожидать, спектральные линии возникали только в том случае, когда электроны имели доста-

точную энергию для возбуждения нейтрального атома из его основного состояния в соответствующее состояние возбуждения нейтрального атома или непосредственно в определённое возбуждённое состояние однократно ионизированного атома. Для изучавшихся газов — неона, аргона и азота — ни в одном случае не возникало спектра дважды ионизированного атома, даже в том случае, когда энергия была достаточной для их возбуждения. Из этих исследований следует, что, если бы возбуждение было обусловлено только простыми столкновениями, можно было бы ожидать получить спектры нейтральных и однократно ионизированных атомов в отрицательном свечении тлеющего разряда при низком давлении, спектры нейтральных атомов только в отрицательном свечении дуги при низком давлении и в положительном столбе обоих типов разряда. На самом же деле наблюдаются спектры для более высоких, чем здесь указано, состояний ионизации как в отрицательном свечении, так, менее интенсивные, и в положительном столбе. Очевидное заключение, что возбуждение является кумулятивным, подтверждается дальнейшим доказательством, что возбуждение является более сильным для тех атомов, где удобно размещённые метастабильные состояния оставляют промежуточные «места отдыха» в двухступенчатом процессе. При высоких давлениях, где между электронами и газовыми молекулами устанавливается термическое равновесие, условия очень благоприятны для кумулятивных процессов.

Всё только что изложенное применимо к разрядам при переменном токе, если только частота не слишком высока, а также к разрядам при постоянном токе. В случае переменного тока отрицательное свечение и (если имеется пространство) положительный столб устанавливаются каждые полпериода в надлежащих положениях. Свет от любого места в трубке, наблюдается ли он глазом или при помощи спектрографа, представляет собой смесь того, что получается от полупериодов каждой полярности. Когда частота настолько высока, что путь электрона за полпериода становится меньшим, чем расстояние между электродами, то индивидуальный электрон может колебаться в трубке вперёд и назад в продолжение многих периодов. Такой разряд высокой частоты будет происходить даже в том случае, когда электроды находятся вне сосуда, содержащего газ, если, конечно, колеблющееся электрическое поле включает и ту область, которая занята газом. Если колеблющееся электромагнитное поле получается от катушки, находящейся вне трубки, то для электронов становятся возможными длинные кривые пути и безэлектродный «кольцевой разряд» может поддерживаться даже при сравнительно низких частотах.

Для возбуждения твёрдых материалов применяется вакуумная печь Кинга (1908, 1922). Она широко использовалась Кингом для селективного возбуждения групп линии испускания от последовательно увеличивающихся состояний возбуждения в нейтральном атоме, какие данные оказали неоценимую помощь в анализе сложных спектров.

Благодаря тому что второй ионизационный потенциал редких земель лишь немного выше первого ионизационного потенциала, в дуговом источнике появляются как первый, так и второй спектры этих элементов. Вакуумная печь даёт только первый спектр, на основании чего можно относить другие линии в дуге ко второму спектру. Печь Кинга не употреблялась для спектров испускания в вакуумной ультрафиолетовой области, но употреблялась Паулем (1937) при получении пара для спектров поглощения в этой области.

Дуга между твёрдыми электродами, работающая при атмосферном давлении, обычно даёт спектр нейтрального атома в положительном столбе дуги. Здесь возбуждение является термическим.

Для точных измерений длин волн свет, исходящий из точек вблизи от электродов, должен исключаться из спектрографа, так как высокие электрические поля вблизи от электродов вызывают «полярное смещение» в длине волны. Это и есть эффект Штарка (Adam, 1932). Сильное поле вблизи от катода обычно возбуждает (в отрицательном свечении) спектр однократно ионизированного атома вдобавок к спектру нейтрального атома. Возбуждение вблизи от электродов не является термическим, и из-за низкой величины катодного падения спектр ионизированного атома, повидимому, возбуждается кумулятивным путём. Линейчатый спектр некоторых элементов является усложнённым полосами от оксидов и нитридов. Они могут быть подавлены, если дуга работает в другой атмосфере, например в азоте (для полос оксида), водороде, аргоне и гелии. Использование этих газов может увеличивать возбуждение сверх возбуждения в дуге в воздухе. Линии, возбуждаемые в дуге при атмосферном давлении, имеют слегка несимметрическое расширение благодаря молекулярным столкновениям. Это смещение под действием давления может быть устранено, если дуга работает при уменьшённых давлениях. Такая вакуумная дуга исследовалась как источник стандартных длин волн, но не получила распространения (Международный Астрономический Союз, 1932). Если дугу можно поддерживать при достаточно низком давлении, когда температура пара не достигает равновесия с температурой электронов, то уменьшённое доплеровское расширение будет увеличивать резкость спектральных линий.

В искре между твёрдыми электродами мы имеем нестационарный разряд, который затем достигает равновесия в форме дуги или тлеющего разряда. При атмосферном давлении это равновесие достигается в тысячные доли секунды, а при более низких давлениях в пропорционально более короткие промежутки времени. В начальной фазе искры распределение потенциала определяется геометрическими факторами, но затем оно постепенно изменяется под действием изменений концентраций ионов, пока не будет достигнуто распределение, характеристическое для того или иного состояния равновесия. Спектрограф даёт интегральный свет от всех фаз. Первая фаза благоприятствует возникновению «жёстких» электронов во всём пространстве

между электродами, и тогда происходит высшее возбуждение. Чтобы увеличить интенсивность этой полезной фазы разряда, параллельно искровому промежутку включается конденсатор. Этот конденсатор накапливает электрический заряд перед начальным разрядом и действует для него как резервуар во время колебаний разряда. Если другие переменные остаются теми же самыми, увеличение ёмкости увеличивает число «жёстких» электронов и благоприятствует высокому возбуждению при кумулятивных процессах. Увеличение же самоиндукции, с другой стороны, удлиняет период индивидуальных колебаний. Благодаря этому уменьшается плотность тока и одновременно с этим также и время, в течение которого преобладает начальное распределение поля. Благодаря этим двум причинам возбуждение уменьшается. Фаулер (1925) рассматривал вопрос о применении переменной самоиндукции с целью объяснения линий искры различными стадиями ионизации. Гиббс, Фивег и Гартлейн (1929) описали её использование в связи с вакуумным спектрографом. Разрядное напряжение искры представляет собой другую переменную, которую можно использовать для регулировки возбуждения путём изменения давления газа, в котором происходит искровой разряд. Самая «мягкая» искра происходит при минимальном разрядном давлении газа (большей частью, порядка десятых долей миллиметра ртутного столба), но возрастание разрядного потенциала, получающееся при переходе к атмосферному давлению, не столь велико, как при уменьшении давления примерно до одной десяти тысячной доли миллиметра ртутного столба. «Вакуумная искра», введённая Милликеном с сотрудниками и применявшаяся далее Эдленом (1936), даёт рекордное возбуждение восемнадцатикратно ионизированной меди (Cu XIX). Можно привести численные значения для двух крайних случаев возбуждения искрой. В искре между железными электродами в азоте при атмосферном давлении легко возбуждаются Fe II и Fe III. При этом употребляется конденсатор ёмкостью в 0.1 микрофарады, заряжавшийся примерно до 5 000 вольт. Для Cu XIX Эдленом употреблялись медные электроды в вакуумной искре с конденсатором в 0.4 микрофарады, заряжавшимся примерно до 50 000 вольт. Если давление пара электродов (или давление перманентного газа) слишком велико, чтобы выдерживать желаемое начальное напряжение, то его можно поддерживать искусственно путём включения «жёсткого» искрового промежутка или даже какого-либо выключателя последовательно с имеющимся искровым промежутком.

Не все элементы годятся или имеются в распоряжении для употребления в качестве твёрдых электродов. Твёрдые вещества могут помещаться в полую сердцевину электрода из более подходящего материала или могут добавляться в раствор к угольному электроду или сплавляться с другими веществами или спрессовываться с порошком серебра или других металлов. Электроды последнего типа могут готовиться и без спекания. Следует стараться избегать соединений

или смесей, которые могут взрывать под давлением *). Испарение всегда происходит на катоде, а иногда так же хорошо и на аноде. В угольной дуге оно сильнее на аноде.

Полый катод трубки Шюлера особенно хорошо подходит для полного развития спектров просто ионизированных атомов (Савье и Пашэн, 1927). Он применяется для исследований в вакуумной ультрафиолетовой области многими исследователями, главным образом Шенстоном с сотрудниками (Шенстон, 1936, 1938; Грин, 1939, и другие). При таком разряде отрицательное свечение концентрируется внутри полого катода, а положительный столб отсутствует. Материал катода (или помещенного внутрь его материала) испаряется при бомбардировке положительными ионами. Возбуждение можно регулировать изменением давления газа, изменениями во внешнем контуре и выбором газа (гелий, неон или аргон). Значительную роль в процессе возбуждения играют соударения второго рода. Грин (1939) употреблялся специальный внешний контур постоянного тока для спектра Fe II, как это делал Шенстон (1938) для Pt II. В дальнейшем этот контур был описан Грином и Купером (1940).

В спектрах шюлеровской трубки часто появляются линии наименьшего возбуждения третьего спектра (дважды ионизированные атомы). Возбуждение этого третьего спектра увеличивалось Гартлейном и Гиббсом (1931) при помощи включения искрового промежутка, который вначале был замкнут, последовательно с трубкой Шюлера. Когда при длительной работе трубки Шюлера наступало разогревание катода, тр. промежутки оставались лишь слегка открытым.

Материалы со значительным давлением пара (например, ртуть или даже хлориды некоторых металлов) можно употреблять при безэлектродном разряде, если он начинается в инертном газе. При нагревании трубки соль испаряется примерно так же, как испаряется натрий при начальном разряде в неоне в обычной продажной натриевой лампе.

Если исследуемый элемент можно ввести в виде газа или пара — конечно, если он не действует на стенки трубки, окошки или электроды, — то возбуждение становится сравнительно легким. При этом часто употребляются электроды с большой площадью ради получения сильных токов, а спектр положительного столба наблюдается в суженной части трубки для увеличения плотности тока. Для вакуумной ультрафиолетовой области эта часть обычно рассматривается вдоль трубки. Возбуждение изменяется при изменениях во внешнем контуре и при изменении давления газа. Различные возможности можно иллюстрировать при помощи двух численных примеров. В продажных неоновых трубках давление неона составляет около одного сантиметра ртутного столба. Для малых трубок, длиной в несколько футов, до-

*) Введение к возможностям металлургии порошков можно найти в Proc. of the Conference on Powder Metallurgy, Massachusetts Institute of Technology, 1940.

статочно пользоваться трансформатором в 5—10 тысяч вольт не применяя конденсатора. При этом получается спектр почти только от нейтрального атома неона (Ne I). Для спектра четырёхкратно ионизированного неона (Ne V) Пауль (1939) употреблял механический выключатель, чтобы разряжать конденсатор в одну микрофараду через трубку, содержащую неон примерно при давлении в сотую долю ртутного столба. Серьёзным ограничением в возбуждении спектров высокоионизированных газов являются загрязнения, главным образом кислородом и кремнием, возникающие при бомбардировке стенок разрядной трубки.

Полезными являются и другие газовые источники излучения. Для первых и вторых спектров газов можно употреблять трубку Шюлера, если только ток поддерживается достаточно низким, чтобы не происходило испарения материала катода. Для возбуждения вторых, третьих и четвёртых спектров газов полезным является безэлектродный разряд. Некоторую селекцию стадий ионизации можно получить путём изменения давления от оптимального значения (может быть, в одну десятую долю миллиметра ртутного столба) для максимума возбуждения. В связи с вопросом о газовых источниках не следует забывать сделанных в первом абзаце этого отдела общих замечаний о прозрачности в исследуемых областях спектра.

Исследования спектров поглощения в вакуумной ультрафиолетовой области требуют источника сплошного спектра в этой области. Разряд в водороде при сильном токе даёт сплошной спектр, простирающийся от видимой области до λ 1600. Голфильд (1930) нашёл сходную сплошную часть спектра в гелии в области от λ 900 до λ 600. Бейтлер (1933) пользовался этой сплошной частью для его спектров поглощения. Лайман (1924, 1928, стр. 49) пользовался импульсным разрядом конденсатора через капиллярную трубку с включённым последовательно внешним промежутком для получения высокого напряжения разряда. При этом получается непрерывный сплошной спектр от видимой области до λ 900. Ратенау (1933) увеличил электрическую мощность и распространил лаймановскую сплошную часть спектра до λ 270. Он пришёл к заключению, что возбуждение бывает двух родов. При больших длинах волн возникает излучение чёрного тела от частиц, вылетающих из стенок трубки, но при более коротких волнах возникает сплошное излучение мягких рентгеновских лучей, происходящее от ударов электронов при разряде. Природа газа в трубке не играет существенной роли, так как большая часть сплошного спектра происходит, повидимому, от продуктов разложения стенок трубки. Естественно, что капиллярная трубка имеет короткую жизнь. Полезность этого источника значительно была увеличена, когда Коллинс и Прайс (1934) видоизменили технику, введя заменяемые кварцевые капиллярные вкладыши в постоянную трубку.

Финкельнбург (1933) занимался рассмотрением вопроса о механизме, при помощи которого газ может давать сплошной спектр.

8. СТАНДАРТЫ ДЛИН ВОЛН

Длины волн спектров нейтрального атомного водорода и однократно ионизированного гелия можно вычислять с очень большой точностью. Даже при вычислениях длин волн на основе простой боровской модели с круговыми орбитами получаются результаты, очень близко совпадающие с результатами более точных вычислений. Вычисляемые длины волн очень широко используются как стандарты в вакуумной области. Наилучшие величины даны Пашеном (1929) и Пенни (1930). Для удобства данные Пашена воспроизведены в табл. 3 приложения В.

Хотя эти вычисленные длины волн водородоподобных атомов (Li III, Be IV и т. д. могут употребляться при ещё более коротких волнах) большей частью удовлетворяют требованиям предварительных исследований, они являются слишком широко колеблющимися для многих целей. Водородные линии обладают способностью несколько расширяться, что мешает точным измерениям. Линии ионизированного гелия с трудом поддаются возбуждению, и, кроме того, приходится пользоваться гелием значительной чистоты. Боуэн и Инграм (1926) предложили в качестве стандартов некоторые линии C, N, O и Al между λ 1990 и λ 599 и определили их длины волн путём сравнения их высших порядков с первым порядком линий железа в видимой и обыкновенной ультрафиолетовой областях спектра. Эдлен (1933, 1934) пользовался таким же методом для получения стандартных линий C, O и Al в области от λ 1371 до λ 160. Бойс и Рике (1935) и затем Веббер и Ватсон (1936) пользовались тем же методом, но при более высокой дисперсии, для нового определения некоторых стандартов (C, N, O, Al) в области от λ 1930 до λ 580.

Все методы, связанные со сравнением спектров различных порядков, дают некоторую ошибку. Эта ошибка возникает за счёт профиля линии в различных порядках. Хотя этот эффект может отсутствовать или быть очень малым в случае идеальной решётки, он всё же существует на деле, как показывает следующее рассмотрение, и от него приходится стараться избавляться. Когда некоторая спектральная линия, образуемая вогнутой решёткой, рассматривается при заслонённых той или иной стороне решётки, то обычно находят, что профиль линии слегка изменяется. Это происходит, может быть, от постепенного изменения формы штриха, каковое получается при штриховке решётки, или даже от лёгкого изменения в угле падения. Угол падения и угол дифракции меняется при переходе от одной стороны вогнутой решётки к другой, и изменение влияния каждого элемента решётки с этим углом должно быть функцией длины волны. Поэтому, например, первый порядок некоторой длины волны и второй порядок вдвое меньшей длины волны, попадая в одно и то же место фотографической пластинки, должны иметь слегка различные профили вследствие различного «веса» элементарного действия многих элементов решётки на различные порядки. При благоприятных условиях, в случае неко-

торых решёток, эта ошибка ничтожно мала, но поскольку подобная ошибка может возникнуть и за счёт несовершенств фокуса, то в тех случаях, когда при измерениях применяется метод накладывающихся порядков, необходимым бывает знать, имеет ли место такая ошибка. Кроме того, необходимо делать эту проверку всякий раз, когда изменяется установка решётки. Этот тип ошибки известен спектроскопистам уже давно, но иногда его не принимали во внимание*).

Возможной ошибки при сравнении накладывающихся порядков можно избежать при помощи метода, основанного на комбинационном принципе и впервые использованного А. Фаулером. Метод можно иллюстрировать схематически следующим образом. Пусть A , B^0 , C и D^0 будут спектральные термы, расположенные таким образом, что все линии $A-B^0$, B^0-C и $C-D^0$ могут быть измерены (в одном и том же порядке) с некоторой определённой точностью по отношению ко вторичным стандартам длин волн. Тогда переход $A-D^0$ будет происходить при значительно более короткой длине волны и соответствующая длина волны может быть вычислена с большой точностью. Например, если эти три линии лежат вблизи λ 5000 ($20\,000\text{ см}^{-1}$) и могут быть измерены с точностью $0,05\text{ \AA}$ ($0,2\text{ см}^{-1}$), тогда четвёртая линия будет лежать вблизи λ 1666 ($60\,000\text{ см}^{-1}$) и может быть измерена с точностью $0,016\text{ \AA}$ ($0,6\text{ см}^{-1}$). Шенстон (1936) широко воспользовался этим методом в его исследовании второго спектра меди. Он перечислил около 95 линий между λ 1663 и λ 685, которые ему удалось наблюдать в спектре полого катода в гелии и для которых он вычислил длины волн при помощи комбинационного принципа. Примерная ошибка для этих 95 линий колебалась от $0,001\text{ \AA}$ до $0,004\text{ \AA}$. Шенстоновские стандартные линии меди перечислены в табл. 1 приложения В. Только немногие из этих линий появляются в медной искре в азоте. Грином (1939) была исследована вакуумная ультрафиолетовая часть второго спектра железа, возбуждавшегося в железной искре в азоте. Он нашёл 110 линий (см. табл. 2 приложения В) между λ 1960 и λ 1550, длины волн которых можно было вычислить тем же методом и с такой же точностью. С искрой в азоте работать легче, чем с полым катодом. Было бы очень полезно найти подобные стандарты, чтобы заполнить по крайней мере часть медного ряда, среди линий какого-либо другого элемента, который можно было бы возбуждать в искре в азоте.

Моур и Рике (1936) сравнивали стандарты Бойса и Рике, а также Веббера и Ватсона со стандартами Cu II , пользуясь линиями одного и того же порядка спектра. При этом не было обна-

*) Второй и родственный тип ошибки известен лучше. Она может возникнуть в том случае, когда решётка освещается источником стандартного спектра не точно так же, как источником исследуемого спектра. Эта ошибка, повидимому, также вызывается различиями в профиле линий. Её можно избежать одновременным возбуждением линий того и другого спектров.

ружено никакой систематической ошибки в совпадении. Поэтому Моур и Рике рекомендовали пользоваться некоторыми средними значениями из их собственных результатов и результатов двух прежних исследований. Они приведены в табл. 4 приложения В. Такие средние величины имеют вероятные ошибки от 0,002 до 0,005 Å и, вообще говоря, должны рассматриваться как менее точные, чем величины для медных и железных стандартов Шенстона и Грина, хотя для многих целей они вполне достаточны.

Мак Адам (1936) пытался воспользоваться отражательным эше-лоном для интерферометрического определения стандартов в вакуумной ультрафиолетовой области. Ему удалось получить интерференционные картины для некоторых из линий Си II, изучавшихся Шенстоном и подтвердившихся вычисленными длинами волн. Продолжение работы Мак Адама входит в программу дальнейших работ лаборатории автора, но надо признать, что работа будет очень трудна, так как придётся иметь дело с высокими порядками интерференции. Никакой другой тип интерферометра, повидимому, не годится для этой области длин волн.

Весьма вероятно, что в ближайшем будущем большая часть стандартов длин волн для вакуумной ультрафиолетовой области будет определяться при помощи комбинационного принципа или, как в случае проводящихся теперь Эдленом исследований, путём последовательных применений комбинационного принципа для достижения ещё более коротких волн. Эдлен занимается измерением спектров целого ряда лёгких элементов в интервале, охваченном железными стандартами Грина. Поэтому применение комбинационного принципа в пределах спектра этих лёгких элементов позволит определить новые стандарты при значительно более коротких волнах.

Метод, основанный на комбинационном принципе, может дать наибольшие выгоды, если видимые и почти ультрафиолетовые линии будут измеряться интерферометрическим путём. К счастью, это и делается для многих медных и железных линий. Весьма важно также, чтобы изучаемый спектр насколько возможно был свободен от сверхтонкой структуры.

9. АТОМНЫЕ СПЕКТРЫ

Большая часть уже полученных экспериментальных данных, касающихся вакуумной ультрафиолетовой области, относится к атомным спектрам. Критическая библиография этих данных составлена автором при ценном содействии д-ра Лоры Миш. Прежняя библиография атомных спектров во всех областях длин волн была опубликована Гиббсом (1932). Только немногие из перечислявшихся Гиббсом статей содержат данные о длинах волн короче λ 2000. Наша библиография относится только к длинам волн ниже этой, может быть, произвольной границы, но даже и в ней опущены те из перечисля-

нихся Гиббсом статей, которые содержат материал, ставший потом известным с большей точностью.

Статьи перечисляются здесь по элементам, а где возможно также и по степеням ионизации данного элемента. В дополнение к обычным ссылкам на авторов и на места публикации статей даны также некоторые линии и ряды длин волн и, кроме того, вообще говоря, указывается, классифицированы ли линии в системе термов или нет. Там, где возможно, включены также и последние значения ионизационного потенциала. Статьи о спектрах испускания отмечены символами А, В, С, обозначающими оценку, которую автор даёт им на основе числа и точности содержащихся в статье длин волн.

Символ А означает исследование, которое можно считать решающим в том смысле, что оно содержит с достаточной точностью такие данные о вакуумной ультрафиолетовой области, которые необходимы для полного анализа данного спектра. В некоторых случаях, например в случае первого спектра инертных газов, требуется всего лишь по несколько линий, чтобы удовлетворить этому критерию, так как все состояния энергии атома, за исключением основного состояния, хорошо определены по данным, полученным из более доступных частей спектра. При этом учитывается то обстоятельство, что затруднения с возбуждением ограничивают сравнительное развитие спектров последовательно высших степеней ионизации. Статьи, отмеченные символом В, представляют собой лишь отчасти законченное описание спектра в вакуумной ультрафиолетовой области. В таких статьях приведённые длины волн приходится считать достаточно точными, но число линий недостаточным для проведения полного анализа спектра. В некоторых случаях линиям даже не приписаны состояния ионизации. Статьи, отмеченные символом С, рассматриваются лишь для придания полноты обзору и как недостаточные для применения к анализу либо вследствие недостаточной дисперсии, либо вследствие недостаточных стандартов длин волн. Статьи, рассматривающие особенности отдельных линий, перечисляются здесь без обозначения.

Все эти оценки относятся только к наблюдениям в вакуумной ультрафиолетовой области и не имеют прямого отношения к степени полноты анализа спектра. Этот вопрос выходит за рамки настоящей статьи и уже рассматривался Ресселем (1935) и после него Шенстоном (1939).

Для первых пяти спектров (I, II, III, IV, V и для неопределённых линий *и*) каждого элемента эти символы собраны в табл. 2. Таблица разделена на две части, чтобы выразить контраст между сравнительно полным знанием относительно спектра атомов с атомными номерами до 20 (кальций) и сравнительно недостаточным знанием спектров атомов с более высокими атомными номерами. Вполне естественно, что простые спектры были исследованы первыми и притом более совершенно. Следует помнить, что в случае элемента с атомным номером 21 (скандий) *d*-электрон вводит большую сложность в атомные

спектры. Многие места в табл. 2 оставлены белыми, так как в этом спектре при длинах волн короче λ 2000 никаких наблюдений не сделано совсем. Один из трёх других символов (L, X, O) введён для того, чтобы представить вероятное состояние таких спектров. L означает спектры, для которых известно или считается вероятным, что никаких обыкновенных линий испускания не лежит при длинах волн короче λ 2000. X означает спектры, для которых известно или считается вероятным, что никаких важных линий не лежит в этой спектральной области, т. е. нет никаких линий, которые давали бы сведения о термах. Следует отметить, что такие спектры могут содержать линии с длинами волн короче λ 2000, которые могут оказаться полезными как стандарты длин волн, ибо такие длины волн могут вычисляться при помощи комбинационного принципа, как было объяснено выше. O означает спектры, не имеющие никаких наблюдений, но содержащие предполагаемые важные линии длин волн меньше λ 2000. Поскольку A, L и X представляют спектры, менее всего нуждающиеся в дальнейших наблюдениях над испусканием в вакуумной ультрафиолетовой области, они обозначены в табл. 1 жирными буквами. Символы B, C и O, обозначенные в таблице обыкновенным шрифтом и находящиеся в весьма большом количестве, показывают, что ещё многое впереди должно быть сделано. Статистические данные, извлечённые из табл. 2, могли бы представлять интерес, и поэтому они представлены отдельно в табл. 3.

Рассмотрение диагональных линий (слева сверху направо вниз) табл. 2 показывает изoeлектронные ряды первых пяти спектров (нейтральный атом и первые четыре стадии ионизации) там, где имеются достаточные данные. Более наглядно представлены изoeлектронные ряды в табл. 1, где недостающие члены ряда заключены в скобки. Имеющиеся сведения о каждом члене таких длинных рядов можно найти в литературе, перечисленной для соответствующего спектра в приложении C.

До сих пор мы рассматривали только спектры испускания. Что касается спектров поглощения, то они исследованы только для 16 элементов: Mg, Si, Ar, K, Mn, Zn, Kr, Rb, Ag, Cd, J, Xe, Cs, Hg, Te и Pb; относящиеся к каждому из них статьи перечислены в приложении C. Работа Бейтлера (1933), заслуживающая особого рассмотрения, уже упоминалась при рассмотрении вопроса о спектрах, которые представляют собой переход между оптическими и рентгеновскими спектрами. Может быть, лучше всего было бы подойти к рассмотрению этой работы, воспользовавшись первой статьёй Бейтлера и рассмотрев существенное различие между процессом поглощения в оптическом спектре и в спектре поглощения рентгеновских лучей. В первом случае наиболее слабо связанный электрон смещается на свободную «орбиту» (подверженную обычным ограничениям, которые определяются изменениями в угловом моменте и спине) или совсем удаляется из атома (всё ещё подверженного тем же ограничениям).

Эти процессы приводят к возникновению серий линий и, при переходе к более коротким длинам волн, полосы сплошного поглощения. В случае поглощения рентгеновских лучей энергия, необходимая для удаления какого-либо из внутренних электронов на одну из вакантных «орбит», почти такова же, какая требуется для полного удаления электрона из атома. Например, в K -поглощении аргона эта разность, как было найдено Костером и Ван дер Туком (1936), составляет 1,7 электрон-вольт при общем изменении энергии примерно в 10 000 электрон-вольт. Тонкая структура, не вполне разрешённая, в длинноволновом крае полосы K -поглощения рентгеновских лучей аргоном соответствует оптической линии поглощения, размытой примерно на 200 Å.

Если бы при помощи оптических спектров поглощения можно было получить полные сведения о вакантных орбитах в нейтральном атоме, то эти другие процессы могли бы представлять лишь второстепенный интерес. Но вследствие различий в экранировании и в связи как энергия, так иногда и структура терма атома являются различными, когда нормально вакантная «орбита» временно заполняется этими двумя путями. Установление структуры в полосе поглощения в области обыкновенных рентгеновских лучей позволяет оценивать разрешающую способность, но в случае вакуумной ультрафиолетовой области надо иметь сравнительные данные относительно спектров поглощения, связанных с возбуждением в промежуточных электронных оболочках. Тогда можно было бы ожидать достаточных разностей энергии, сравнительно с общей энергией, для ясного отделения линейчатого поглощения от сопровождающего его сплошного поглощения. В целом ряде работ (перечисленных при элементах в приложении С) Бейтлер со своими сотрудниками наблюдал именно такие спектры поглощения для следующих семи элементов: K, Zn, Rb, Cd, Cs, Hg и Tl. В большинстве своём они расположены в области λ 1200 — λ 600 и все они возникают от возбуждения электрона из наименее прочно связанной заполненной электронной оболочки, например от электрона $4d$ в Cd и электрона $5p$ в Cs. В то время как эти спектры может быть технически, по возбуждению, являются рентгеновскими, они ясно обнаруживают все черты мультиплетов и серий некоторого линейчатого спектра. По этой причине можно говорить, что такие спектры представляют собой переход от оптических спектров к рентгеновским.

Эти новые спектры поглощения обнаруживают все мультиплетности и расположения термов, какие приходится ожидать на основании теории Гунда. Значения термов имеют известное отношение к этим значениям у дугового спектра следующего элемента с высшим атомным номером, но при отличных мультиплетностях. Примеры можно найти у (Z , S), (j , j) и промежуточных видов связи. Поскольку эти спектры представляют собой, очевидно, спектры нейтрального атома, Бейтлер предлагает обозначать их как спектры I^0 , оставляя символ I^a для обозначения более простого спектра нейтрального

атома. Подобные же указатели можно добавлять и к дальнейшим римским цифрам, если будет желательно обозначать как отдельные спектры некоторые известные примеры возбуждения внутренних электронов в искровых спектрах. В Tl наблюдался спектр I^b , вызываемый возбуждением электрона $6s$, в области λ 2500 — λ 1400, а также спектр I^b , возбуждаемый электронном $5d$, в области λ 900 — λ 600. Система термов I^a сходится к основному состоянию II спектра того же атома, между тем как (в щелочных металлах) система термов I^b сходится к возбужденному состоянию $p's$ во II спектре. Если бы было желательно расширить эти обозначения, то K -поглощение рентгеновских лучей в аргоне следовало бы обозначать через I^b .

Большинство термов в спектре I^b лежит выше ионизационного предела в соответствующем спектре I^a . Такие термы (и соответствующие линии поглощения) являются значительно расширенными благодаря автоионизации, когда согласно предсказаниям Шенстона (1931) за пределом I^a существует сплошная область, имеющая те же величины L, S, j . Расширение, повидимому, пропорционально интенсивности возмущающего континуума при одной и той же длине волны; оно, повидимому, и препятствует наблюдению спектров испускания I^b . Правила Шенстона для автоионизации здесь ясно оправдываются, если не считать нескольких сомнительных случаев с промежуточным сочетанием. Такое же взаимодействие между волновыми функциями термов I^b и связанным континуумом I^a , который вызывает это расширение, в сильной степени увеличивает интенсивность линий поглощения I^b . Представляется вероятным, что эти интенсивные абсорбционные процессы определяют форму кривой дисперсии таких элементов. И действительно, Бейтлеру (1935) удалось показать это для редких газов — аргона, криптона и ксенона. Здесь аномально сильные линии поглощения (также расширенные) не являются линиями спектра I^b . Обыкновенный (I^a) спектр в этих редких газах состоит из отдельных групп линий, сходящихся к каждому из двух пределов — состояниям $2P_{1/2}^0$ и $2P_{1/2}^0$ иона. Линии, сходящиеся на пределе $2P_{1/2}^0$, который лежит выше $2P_{1/2}^0$, являются расширенными. Они гораздо сильнее в абсорбционных линиях, чем либо нерасширенные линии, либо группа ниже предела $0P_{1/2}^0$ или континуум позади каждого предела. Дисперсионные кривые для этих редких газов, как оказывается, предсказывают главное поглощение как раз при длинах волн усиленных и расширенных линий.

10. МОЛЕКУЛЯРНЫЕ СПЕКТРЫ

Наблюдения в вакуумной ультрафиолетовой области как спектров испускания, так и спектров поглощения позволили получить важные данные о молекулярных спектрах. Однако пока ещё не было сделано попыток дать обзор работ в этой области, Шпонер (1935) свел в таблицы имевшиеся к тому времени данные о молекулярных спек-

рах. С тех пор появилось сравнительно мало работ по спектрам двухатомных молекул. Много больше исследований было проведено над спектрами многоатомных молекул. Статья Шпонер и Толлера содержит обзор имеющихся данных по спектрам многоатомных молекул во всех областях длин волн.

Таблицы Шпонер (1935) показывают, что к тому времени были исследованы в вакуумной ультрафиолетовой области спектры следующих двухатомных молекул или молекулярных ионов: H_2 , N_2^+ , N_2 , O_2 , S_2 , J_2 , BrCl , JCl , JBr , CO , NO . Большинство из этих молекул имеет сравнительно высокие теплоты диссоциации. Будет или не будет спектр молекулы (или молекулярного иона) простирается в вакуумную ультрафиолетовую область, зависит, главным образом, от распределения энергии возможных электронных состояний в молекуле. Там, где электронная структура молекулы в её невозбужденном состоянии «образует законченную оболочку», энергия возбуждения её первого возбужденного состояния будет сравнительно высока и переход от него к невозбужденному состоянию будет давать полосы в вакуумной ультрафиолетовой области. Этот случай аналогичен положению с атомными спектрами инертных газов. Газы H_2 , N_2 и CO имеют такие «законченные оболочки» электронов.

Очень печально, что повышенный интерес к вращательной структуре в молекулярных спектрах, в ущерб колебательной явился помехой к повторным измерениям с современной точностью некоторых прежде изучавшихся колебательных систем. Даже полосы O_2 и H_2 , перечисленные в приложении А, могли бы с успехом быть промерены вновь.

Наблюдения над молекулярными спектрами требуют сравнительно небольшой разрешающей способности, если они ограничиваются колебательными системами в испускании или поглощении или спектрами сплошного поглощения. Исследования вращательной структуры полос двухатомных молекул требует разрешающей способности порядка 30 000. При достигнутой теперь практически разрешающей способности 300 000 Либерману (1940) удалось разрешить вращательную структуру полос CS_2 при λ 3200. Очень нелегко получить такую разрешающую способность при более коротких длинах волн. Для разрешения же вращательной структуры в полосах ещё более сложных многоатомных молекул имеется разве лишь очень небольшая надежда.

Полосы в шумановской области N_2 и CO (спектр последнего более легко возбуждается при электрическом разряде в CO_2) представляют собой удобные источники света для окончательной оптической установки спектрографа, так как они дают группы очень тесно расположенных линий сравнительно одинаковой интенсивности.

Следует сделать некоторые замечания о полосах, которые иногда появляются при других исследованиях. Полосы N_2 , O_2 и NO могут появляться в спектрах электрических разрядов и в других газах,

если имеется очень слабый доступ воздуха в систему. Если доступ велик, то спектр исчезает в значительной части вакуумной ультрафиолетовой области. Полосы СО могут появляться в спектрах газового разряда, если электроды недостаточно обезгажены. Это сказывается особенно сильно в случае электродов из железа или никеля. Очень большие затруднения вызывают полосатые спектры, которые имеют вид линейчатых спектров. Вследствие очень малого момента инерции молекулы водорода имеют очень широкие пространства между линиями вращательной структуры его спектра. Характеристическая полосатая структура является не очевидной и спектр называется «многолинейчатым» спектром водорода (см. Ричардсон, 1934). Имеется единая полоса в гелии вблизи от λ 600, впервые идентифицированная Зоммером (1927) и изучавшаяся впоследствии Никерсоном (1935). (Некоторые черты её происхождения остались пока необъяснёнными.) При известных условиях возбуждения появляются тесные дублеты в азоте вблизи λ 1000. Они были определены Берджем и Хопфильдом (1928) как частичное развитие обыкновенного полосатого спектра азота в этой области.

Для полноты следует упомянуть, что в атомных спектрах часто бывают линии, которые выглядят как неразрешённые полосы. Это — линии, возникающие от термов над пределом обыкновенной ионизации в атоме и расширенные путём автоионизации.

11. СПЕКТРЫ ТВЁРДОГО СОСТОЯНИЯ

Скиннером (1939, 1940) рассматривалась в некоторых подробностях мягкая рентгеновская спектроскопия твёрдого состояния. Этот вопрос весьма похож по своей технике на наш общий вопрос и, кроме того, имеет достаточно родственную теорию, почему и следует сделать о нём здесь краткое упоминание. Согласно современным представлениям валентные электроны в твёрдом веществе движутся в решётке кристалла с энергиями, распределёнными в дискретной зоне. Не более чем два электрона, соответствующих двум возможным ориентациям спина, могут иметь одинаковые энергии. Все уровни энергии в пределах этой зоны заполнены при абсолютном нуле, но в проводящем теле при температурах выше абсолютного нуля некоторые из электронов могут иметь более высокую энергию в дозволенных, но не заполненных зонах энергий, лежащих непосредственно над заполненной зоной.

Эта диффузия электронов в незаполненную зону на диаграмме энергии, конечно, является функцией температуры. Однако, в непроводящем твёрдом веществе имеется запрещённая зона значений энергии между заполненной и незаполненной зонами. Электрон может достичь незаполненной зоны только путём поглощения энергии, достаточной, чтобы перенести его через запрещённую зону. Кристалл

является прозрачным для ряда длин волн, соответствующих квантовым энергиям, недостаточным для перескакивания через запрещённую зону, но непрозрачным для более коротких длин волн.

Рис. 5 и 6 представляют собой (схематически) иллюстрацию этого существенного различия между проводниками и непроводниками и показывают также спектроскопические возможности для получения сведений об этих зонах энергии как заполненных, так и незаполненных. Переход от заполненных зон к незаполненным вызывает непрозрачность проводников и поглощение ниже характеристического предела длин волн в непроводниках. Видимые спектры испускания твёрдых тел, возникающие от возвращения электронов с незаполненной полосы на временно вакантные места в заполненной зоне,

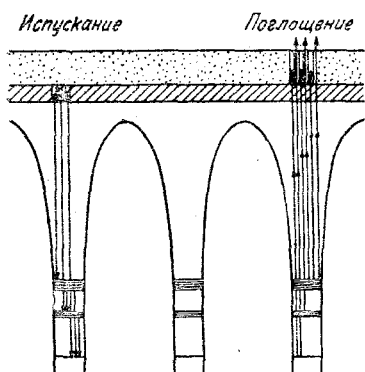


Рис. 5. Зоны энергии электронов в проводниках (штриховкой обозначена нормально заполненная зона энергии, а точками — нормально пустая зона энергии).

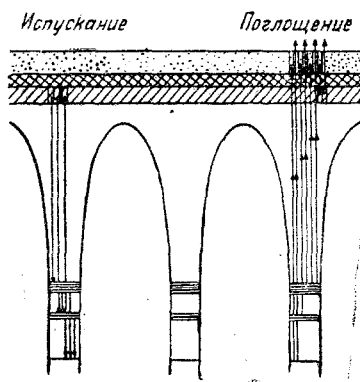


Рис. 6. Зоны энергии электронов в непроводниках (наклонной штриховкой обозначена нормально заполненная зона энергии, перекрещивающейся штриховкой — запрещённая зона, а точками — нормально пустая зона).

наблюдались Молером и Бекнером (1931). Но переходы между двумя широкими зонами энергии дают широкие сплошные спектры, трудно доступные истолкованию. Более полезными являются спектры испускания, соответствующие переходам от заполненных зон энергии на временные вакансии в наружной электронной оболочке, связанной с индивидуальными атомами решётки, и спектры поглощения, соответствующие вылетам электронов из этих атомных оболочек на незаполненные зоны энергий. Из спектров, связанных с переходами между этими зонами и внутренними оболочками атомных электронов, можно получить некоторые данные. Но, как и в случае сравнения бейтлеровских спектров атомного поглощения с рентгеновскими спектрами поглощения газов, интервал энергии в зонах по сравне-

нию с общей энергией жёстких рентгеновских лучей определяет разрешающую способность. Затруднения с разрешающей способностью связаны как с инструментальными ограничениями, так и с уширением линий вследствие затухания излучения. Исходя из водородоподобного атома, Скиннер указывает, что это радиационное расширение составляет 4×10^{-4} вольт при λ 100, 4×10^{-2} вольт при λ 10 и 4 вольта при λ 1.

Скиннер приводит обширную библиографию наблюдавшихся спектров испускания и поглощения твёрдых тел в области мягких рентгеновских лучей и на основании данных, заимствованных у многих наблюдателей, приводит экспериментальные кривые, показывающие плотность уровней энергии в заполненных и незаполненных зонах лития, магния и алюминия. Во всех случаях металлов, для которых имеются необходимые данные, коротковолновый край полосы испускания совпадает с длинноволновым краем полос поглощения. Этого и следовало ожидать, если заполненные и незаполненные зоны являются смежными друг с другом.

В своих наблюдениях с антикатодом при 110°K , 300°K и 680°K Скиннер показал расширение полос излучения в алюминии, вызываемое термическим изменением в распределении энергии его электронов.

Наблюдения спектров мягких рентгеновских лучей от твёрдых веществ всё ещё большей частью ограничиваются элементами с малым атомным номером, но дальнейшие исследования должны заполнить этот пробел. Полученные результаты с несколькими сплавами и несколькими соединениями также являются обещающими для будущей работы.

Теперь вполне ясно, почему прежние исследования мягких рентгеновских лучей от металлов, основанные на методе критических потенциалов (Курт, 1921; Ричардсон и Чоклин, 1926; К. Т. Комптон и Томас, 1926 и др.), дали результаты, трудно поддающиеся интерпретации. Помимо экспериментальных затруднений с поверхностными загрязнениями, разброс значений энергии валентного электрона был неизвестен. Когда спектр излучения мягких рентгеновских лучей наблюдался впервые, то ширина линий была неожиданной (Тибо, 1927; Зёдерман, 1929).

Если бы упомянутые экспериментальные затруднения были устранены, то измерения поглощения в этой области были бы сильно облегчены. Наиболее интересная область λ 300 — λ 100 является слишком коротковолновой для исследования её с газовым разрядом как источником сплошного спектра, и слишком длинноволновой, чтобы можно было получить сплошной рентгеновский спектр достаточной интенсивности. Поэтому и было необходимо употреблять многие линии спектра горячей искры как источник для измерений поглощения. Отсюда возникали осложнения с фотографической фотометрией, а также ограничения разрешающей способности.

12. АСТРОФИЗИЧЕСКИЕ И ДРУГИЕ ПРИМЕНЕНИЯ

Данные, полученные при лабораторных исследованиях атомных спектров в вакуумной ультрафиолетовой области, оказались чрезвычайно важными при истолковании спектров галактических (газовых) туманностей. Некоторые из этих объектов обнаруживаются благодаря рассеиваемому ими свету от соседних звёзд, а другие имеют свой собственный спектр испускания. Эти последние туманности всегда связаны с очень горячими звёздами более раннего спектрального типа, чем *B1* (Хюббл, 1922). Менцель (1926) и Занстра (1927) предположили независимо друг от друга, что поглощение очень коротковолновой ультрафиолетовой радиации, приходящей от очень горячих звёзд, ведёт к возбуждению спектра испускания. Из интенсивности балмеровских линий водорода в этом спектре испускания оказалось возможным оценить общую интенсивность ультрафиолетового сплошного спектра звезды за пределом λ 912 лаймановской серии водорода. Сравнение её с интенсивностью сплошного спектра в наблюдаемых областях даёт поверхностную «чёрную» температуру возбуждающей звезды. При этом были получены значения около 100 000°K. Туманности дают значительную плотность водородного резонансного излучения (λ 1215), для которого они оказываются сильно поглощающими. Для более длинных волн туманности очень прозрачны.

Некоторые линии спектров туманностей, включая сюда и сильнейшие линии, как было показано Боуэном (1928), возникают в результате «запрещённых» переходов в *N II*, *O II* и *O III*. Эти переходы начинаются от метастабильных состояний в этих ионах, до которых они были возбуждены столкновениями с фотоэлектронами, получающимися в туманностях за счёт часто первичной радиации звезды длин волн короче λ 912. Ничтожные количества этих фотоэлектронов имеют достаточную энергию для возбуждения спектров этих элементов. Рекомбинация ионов и электронов является наименее частой. Переходы от метастабильных состояний имеют очень малые вероятности, порядка 1 сек⁻¹ и даже меньше (Кондон, 1934). В лабораторных условиях невозможно получить промежутки времени между столкновениями более одной тысячной доли секунды, но в туманностях эти промежутки времени исчисляются от часов до недель. Последующие исследования Боуэна и других привели к идентификации значительного количества запрещённых линий спектров туманностей, включая сюда, помимо прежде открытых, линии *N I* и *O I*, линии фтора, неона, магния, серы, хлора, аргона, кальция и железа, а, возможно, также кремния и калия. Наилучшие данные были суммированы Боуэном (1935), Бойсом (1936), а также Боуэном и Уайтом (1939). Физические аспекты запрещённых линий рассматривались Боуэном (1936). Повидимому, около двух третей всех линий, перечисленных Боуэном и Уайтом, можно считать определённо идентифицированными, но остальные линии являются сомни-

ции, сходящихся как к нормальному, так и метастабильному состоянию иона. Это последнее приближение, очевидно, невозможно в случае нейтрального атома. Аврорная линия в нейтральном кислороде была получена в лаборатории Мак Леннаном и Шрумом (1925) и изучалась в дальнейшем Мак Леннаном и Мак Кворри (1927). Небулярные линии в нейтральном кислороде были получены в лаборатории Хоффилдом (1931). В этих опытах для компенсации малой вероятности испускания линий использовалось простое влияние чисел метастабильных атомов при их высокой концентрации. К ионизированным атомам применить данный метод было бы несравненно труднее.

Данные вакуумной ультрафиолетовой области удалось использовать для истолкования спектров туманностей и другим путём. Кроме нескольких «дозволенных» линий, присутствующих в спектрах туманностей и не принадлежащих водороду и гелию, имеются там некоторые частные мультиплеты O III и N III. В случае кислородных линий все они возникают из единого высокого нечётного уровня или из нечётных уровней, достигаемых при излучающих переходах из этого высокого нечётного уровня. Другие (лабораторные) члены мультиплета отсутствуют. Боуэн (1935) показал, что этот высокий нечётный уровень селективно возбуждается поглощением резонансного излучения He II при λ 303. Далее, в результате другого совпадения длин волн, линия O III при λ 374, которая следует за эмиссией некоторых пар линий в частных мультиплетах, сама ведёт к селективному возбуждению одного уровня в N III при последующей эмиссии частных мультиплетов этого спектра.

Эти различные механизмы возбуждения в ультрафиолетовой области, очевидно, могут играть значительную роль в спектрах новых звёзд, звёзд Вольфа-Райета и вообще звёзд с яркими линейчатыми спектрами. Даже Солнце, повидимому, испускает гораздо большее количество ультрафиолетовой радиации, чем могло бы испускать чёрное тело при его эффективной поверхностной температуре. Пока ещё неясно, какая часть избыточных ультрафиолетовых лучей происходит скорее от «горячих пятен» на солнечной поверхности, чем от всей поверхности в целом. Доказательством этого избыточного ультрафиолетового излучения служит целый ряд явлений, о которых можно здесь кратко упомянуть. Образование озона в атмосфере зависит, главным образом, от поглощения радиации в шумановской области. По крайней мере значительная часть ионизации в атмосфере образуется за счёт солнечного ультрафиолетового света. Некоторые типы быстрых ионосферных изменений вызываются, повидимому, добавочными вспышками света на активных площадках поверхности Солнца. Области ионизации на различных высотах в атмосфере вызываются, вероятно, различными процессами, в результате которых составные части атмосферы становятся ионизированными. Коэффициент поглощения для каждого из этих процессов определяет глубину

под верхней частью атмосферы, где он является наиболее эффективным. Ясно, что все или почти все эти процессы вызываются радиациями в вакуумной ультрафиолетовой области спектра, но точного соотношения между индивидуальными процессами и областями ионосферы полностью определить пока не удалось. Этот вопрос рассматривался Чэпменом и Прайсом (1937), Вульфом и Демингом (1938), Престоном (1940) и другими.

Доказательства, связанные с зарёй, ещё более замечательны, как это было указано Шаха (1937).

Наблюдения Слайфера (1933) показали, что «отрицательные» полосы азота (вызываемые N_2^+), очень слабо представленные в ночном небе, сильно вспыхивают, когда лучи возвращающегося Солнца начинают касаться верхних слоёв атмосферы. Полосы возникают от так называемого возбуждённого состояния A ионизированной молекулы азота. Хопфилду (1930) не удалось найти никаких следов сплошного поглощения, соответствующего образованию ионизированной молекулы азота в её нормальном состоянии, но был обнаружен начинающийся при λ 660 континуум, ведущий к образованию N_2^+ в его возбуждённом (A) состоянии. Можно было бы возражать, что действие солнечного света заключается просто в возбуждении ионов N_2^+ , уже присутствующих в верхней атмосфере. Но тогда трудно было бы понять, каким образом удавалось бы молекулярным ионам избегать рекомбинации в течение ночи (вспышки отрицательных полос азота, сравнимые по интенсивности, прекращаются сразу же после того, как последние лучи заходящего Солнца покидают верхушку атмосферы). Поскольку кажется невозможным найти никакой другой ионизирующий агент кроме солнечного света для поддержания существования молекулярных ионов азота и поскольку в то время, когда эти ионы образуются при поглощении света, они уже являются готовыми для испускания отрицательных полос, аргументы Шаха кажутся весьма убедительными.

Дальнейшее доказательство избыточных солнечных ультрафиолетовых лучей было приведено Шаха в связи с полосами CO^+ и N_2^+ в спектрах комет. Однако, вследствие того, что низкая плотность комет является неблагоприятной для рекомбинации, этот аргумент, повидимому, не столь убедителен. Возбуждение в солнечной хромосфере также сильно свидетельствует об избытке ультрафиолетовой радиации (Силльё и Менцель, 1935). Геммендингером (1939) было указано на селективные эффекты в хромосфере, которые легче всего объясняются присутствием сильной радиации в лаймановских сериях водорода (λ 1215, λ 1205, λ 972 и т. д.). Строгая параллель между интенсивностями линий солнечной короны (в различных положениях над краем затемнённого Солнца) и интенсивностями линий гелия в нижележащих частях хромосферы указывает на общий источник энергии возбуждения.

Значительные энергии, свойственные квантам излучения в вакуумной ультрафиолетовой области, делают возможными фотохимические процессы, для которых излучение больших длин волн является бессильным. Многие исследователи пользовались излучениями в шумановской области. Интенсивности в случае применения монохроматоров*) оказываются слишком низкими. Ксеноновая лампа Гартека и Оппенгеймера (1932), развитая в дальнейшем Гротом (1936, 1937), позволила несколько расширить возможности исследований. Лампа даёт сильное излучение в двух резонансных линиях ксенона, λ 1470 и λ 1295, каждая из которых проникает через флюоритовые окошки. Удобная фильтровальная кюветка, которая может содержать кислород или может быть эвакуирована, позволяет проводить наблюдения только с линией λ 1295 или с обеими линиями. В ряде статей Гартека, Грота и др. из Гамбургской лаборатории имеются описания фотохимических исследований, проведённых с этой лампой. Обзор этих результатов был опубликован Гротом (1939). Как количественный метод измерения интенсивностей употреблялось фотохимическое получение озона, которое, как известно из работы Кистяковского и Смита (1935), даёт фотохимический выход в 2 молекулы озона на поглощённый квант. Получавшийся озон определялся химическим путём при помощи иода, который освобождается из раствора иодистого калия, или физическим путём при помощи его поглощения (в длинной трубке с кварцевыми окошками) ртутного излучения при λ 2537. Среди значительного количества изученных реакций имеется получение формальдегида из смеси окиси углерода и водорода (Фальтингс, Гартек и Грот, 1938).

Другие сравнительно монохроматические источники света также оказываются применимыми несмотря на то, что они легко производят обесцвечивание фтористого лития (Шнейдер, 1937). Грот (1939) сообщает о неопубликованных опытах Грота и Гартека с криптоновой лампой, дававшей λ 1236 и λ 1165. Водородная лампа для λ 1215 лучше всего может работать на смеси водорода с гелием и неоном.

Как уже упоминалось, для обнаружения вакуумных ультрафиолетовых излучений употреблялись фотоэлектрические элементы. Очень возможно, что исследование фотоэлектрического эффекта в этой спектральной области представляло бы интерес для изучения металлов, имеющих высокую работу выхода (при условии чистоты поверхности). П. Э. Сэбайн (1917) проводил проверку эйнштейновского фотоэлектрического уравнения в шумановской области. Вакуумные ультрафиолетовые радиации от электрических разрядов в газах (Томсон, 1925), вероятно, играют роль в фотоэлектрическом освобождении электронов с катода при разряде с холодным катодом.

*) При измерениях прозрачности кристаллов употреблялся флюоритовый двойной монохроматор, описанный Гилшем и Полем (1930).

Лайман (1928, стр. 123, 124) рассматривал вопрос о бактерицидном и абиотическом действии радиации в шумановской области. Бланк и Арнольд (1935) описали опыты с *bacillus subtilis*, показавшие преимущество «окошка» в воздухе между λ 1300 и λ 1100. В присутствии живого вещества всякая радиация в этой области, конечно, должна проходить через полосу поглощения водяного пара (Ратенау, 1933). Недавние измерения Престона (1940) показывают, что λ 1215 сильно поглощается водяным паром. Проникновение таких радиаций в живое вещество менее глубоко, чем обыкновенных ультрафиолетовых лучей или рентгеновских лучей. С известных точек зрения это было бы и выгодно, так как было бы точно известно, где поглощается энергия.

Таблица 1. Длинные изоэлектронные ряды

Число элек- тронов	Ряд	Отсутствующие члены
1	H I — C VI	
2	He I — C V	
3	Li I — Na IX	(Ne VIII)
4	Be I — Al X	(Ne VII)
5	B I — Al IX	(Ne VI)
6	Cl I — Al VIII	
7	N I — Cl XI	(P IX, S X)
8	O I — Cl X	(P VIII, S IX)
9	F I — Ca XII	(P VII, A X)
10	Ne I — Co XVIII	(P VI, S VII, A IX)
11	Na I — Cu XIX	
12	Mg I — Co XVI	
13	Al I — Co XV	
14	Si I — Sc VIII	
15	P I — V IX	
16	S I — Fe XI	
17	Cl I — Co XI	
18	Ar I — Fe IX	
19	K I — Fe VIII	
20	Ca I — Ni IX	
21	Sc I — Fe VI	
22	Ti I — Ni VII	
23	V I — Cu VII	
28	Ni I — Br VIII	
29	Cu I — Br VII	
30	Zn I — Br VI	
35	Br I — Zn VI	
37	Rb I — Mo VI	
46	Pd I — J VIII	
47	Ag I — Te VI	
78	Pt I — Bi VI	

Таблица 2. Экспериментальные данные по атомным спектрам испускания
в области длин волн короче λ 2000

u I II III IV V						u I II III IV V						
1 H		A				47 Ag	B	A	C	C	O	O
2 He		A				48 Cd	B	O	C	C	O	O
3 Li		A	B	B		49 In		L	A	B	O	O
4 Be		A	A	B	B	50 Sn		A	A	C	C	C
5 B		A	A	A	B	51 Sb		C	B	B	B	B
6 C		A	A	A	A	52 Te	B	C	O	B	B	O
7 N		A	A	A	A	53 J	B	C	O	B	B	O
8 O		B	A	A	A	54 Xe		A	B	A	C	O
9 F		B	A	A	A	55 Cs		L	L	C	O	O
10 Ne		A	A	A	C	56 Ba		L	A	C	O	O
11 Na		L	B	A	C	57 La		L	X	B	O	O
12 Mg		C	B	A	A	58 Ce		L	X	O	B	O
13 Al		C	B	B	A	59 Pr		L	X	O	O	O
14 Si		A	B	A	A	60 Nd		L	X	O	O	O
15 P		B	A	A	A	61 —		—	—	—	—	—
16 S		A	B	A	B	62 Sa		L	X	O	O	O
17 Cl		A	C	A	B	63 Eu		L	X	O	O	O
18 A		A	L	A	B	64 Gd		L	X	O	O	O
19 K		L	L	B	B	65 Tb		L	X	O	O	O
20 Ca		L	C	B	B	66 Dy		L	X	O	O	O
21 Sc	B	X	O	B	B	67 Ho		L	X	O	O	O
22 Ti		X	C	C	B	68 Er		L	X	O	O	O
23 V		C	A	B	C	69 Tu		L	X	O	O	O
24 Cr		X	B	A	C	70 Yb		L	X	O	O	O
25 Mn		X	B	A	A	71 Lu		L	X	O	O	O
26 Fe		B	B	A	O	72 Hf		O	B	O	O	O
27 Co	C	C	B	O	O	73 Ta		O	O	O	O	O
28 Ni	C	C	C	O	O	74 W	C	O	O	O	O	O
29 Cu	B	C	A	C	O	75 Re		O	O	O	O	O
30 Zn	B	C	C	B	O	76 Os		O	O	O	O	O
31 Ga	C	L	C	C	O	77 Ir		O	O	O	O	O
32 Ge		C	C	C	B	78 Pt		C	C	A	O	O
33 As		C	C	B	B	79 Au	B	B	C	B	B	O
34 Se		A	C	B	B	80 Hg	B		L	C	B	B
35 Br		A	C	A	B	81 Tl	B		C	C	B	B
36 Kr		A	L	A	B	82 Pb		C	C	B	B	B
37 Rb		L	L	C	A	83 Bi		C	C	B	B	B
38 Sr		L	L	C	A	84 Po		—	—	—	—	—
39 Y		X	X	A	O	85 —		—	—	—	—	—
40 Zr		X	O	A	B	86 Rn		—	—	—	—	—
41 Cb	C	X	O	O	A	87 —		—	—	—	—	—
42 Mo		X	—	O	B	88 Ra		L	C	O	O	O
43 —		—	—	—	—	89 Ac		—	—	—	—	—
44 Ru		X	O	O	O	90 Th		O	O	O	B	O
45 Rh		X	O	O	O	91 Pa		—	—	—	—	—
46 Pd		C	C	O	O	92 U		O	O	O	O	O

Таблица 3. Статистика данных для длин волн короче λ 2000

	I	II	III	IV	V
A	14	20	16	10	5
B	4	17	24	27	25
C	20	18	11	10	5
L	26	0	0	0	0
X	10	15	0	0	0
O	11	14	32	35	46
A + X + L	50	35	16	10	5
B + C + O	35	49	67	72	76
% ₀ A + X + L	59	42	19	12	6

ЛИТЕРАТУРА К ТЕКСТУ

Основная

- I. S. Bowen, J. Opt. Soc. Am. and Rev. Sci. Inst., **13**, 89 (1926).
T. Lyman, Spectroscopy of the Extreme Ultraviolet, second edition (Longmans, Green and Co., New York, 1928).
H. Bomke, Vakuumspektroskopie (J. A. Barth, Leipzig 1937); Physik. Zeits. **37**, 222—260 (1936).
R. W. B. Pearse, Reports on Progress in Physics (London) **4**, 311 (1938).
1893 V. Schumann, Akad. Wiss. Wien, **102**, 2A, 625. (Полный список работ Шумана дан Лайманом: Spectroscopy of the Extreme Ultraviolet.)
1895 E. Wiedemann and G. C. Schmidt, Wied. Ann. **56**, 237.
1897 M. W. Hoffmann, Wied. Ann. **60**, 269.
1900 H. Kayser, Handbuch der Spektroskopie (Herzel, Leipzig), том I, стр. 450.
1901 V. Schumann, Ann. d. Physik **5**, 349.
1902 P. Lenard, Ann. d. Physik **8**, 149.
1906 T. Lyman, Astrophys. J. **5**, 349.
1908 A. S. King, Astrophys. J. **28**, 335.
1914 J. Franck and G. Hertz, Verh. d. D. Phys. Ges. **16**, 10.
1916 J. Franck and G. Hertz, Physik. Zeits. **17**, 409.
1917 B. Davis and F. S. Goucher, Phys. Rev. **10**, 101.
P. E. Sabine, Phys. Rev. **9**, 210.
1919 W. Stenström, Dissertation, Lund.
1920 E. R. Laird, Phys. Rev. **15**, 543.
1921 J. Duclaux and P. Jeantet, J. de phys. et rad. **2**, 154.
E. H. Kurth, Phys. Rev. **18**, 461.

- R. A. Millikan, Proc. Nat. Acad. Sci. 7, 289.
- 1922**
 J. J. Hopfield, Phys. Rev. 20, 573.
 E. Hubble, Astrophys. J. 56, 162, 400.
 A. S. King, Astrophys. J. 55, 103.
 T. Lyman, Nature 110, 278.
- 1923**
 A. H. Compton, Phil. Mag. 45, 1121.
 P. S. Olmstead and K. T. Compton, Phys. Rev. 22, 559.
 F. Simeon, Proc. Roy. Soc. 102, 484.
- 1924**
 S. Lyman, Astrophys. J. 60, 1.
- 1925**
 P. W. Bridgman, Proc. Am. Acad. 60, 305.
 A. H. Compton and R. L. Doan, Proc. Nat. Acad. Sci. 11, 598.
 A. Fowler, Trans. Roy. Soc. Phil. A225, 1.
 G. R. Harrison, J. Opt. Soc. Am. and Rev. Sci. Inst. 11, 113, 341.
 J. C. McLennan and G. M. Shrum, Proc. Roy. Soc. A108, 501.
 J. J. Thomson, Phil. Mag. 49, 761.
- 1926**
 I. S. Bowen and S. B. Ingram, Phys. Rev. 28, 444.
 K. T. Compton and C. H. Thomas, Phys. Rev. 28, 601.
 D. Coster and J. H. vander Tuuk, Zeits. f. Physik 37, 367.
 S. W. Leifson, Astrophys. J. 63, 73.
 D. H. Menzel, Pub. Astron. Soc. Pacific 38, 295.
 A. H. Pfund, J. Opt. Soc. Am. and Rev. Sci. Inst. 12, 467.
 O. W. Richardson and F. C. Chalklin, Proc. Roy. Soc. A110, 247.
- 1927**
 G. Cario and W. Lochte-Holtgreven, Zeits. f. Physik 42, 22.
 J. B. Hoag, Astrophys. J. 66, 225.
 E. R. Laird, Phys. Rev. 29, 41.
 J. C. McLennan, J. H. McLeod and W. C. McQuarrie, Proc. Roy. Soc. A114, 1.
 T. H. Osgood, Phys. Rev. 30, 567.
 R. A. Sawyer and F. Paschen, Ann. d. Physik 84, 1.
 L. A. Sommer, Proc. Nat. Acad. Sci. 13, 213.
 J. Thibaud, J. de phys. et rad. 8, 13.
 H. Zanstra, Astrophys. J. 65, 50.
- 1928**
 R. T. Birge and J. J. Hopfield, Astrophys. J. 68, 257.
 I. S. Bowen, Astrophys. J. 67, 1.
 K. T. Compton and J. C. Boyce, J. Frank. Inst. 205, 497.
 T. Lyman, Spectroscopy of the Extreme Ultraviolet, second edition (Longmans, Green and Co., New York).
 P. W. Merrill, Astrophys. J. 67, 391.
- 1929**
 R. C. Gibbs, A. M. Vieweg and C. W. Gartlein, Phys. Rev. 34, 406.
 F. Paschen, Preuss. Akad. Wiss., Berlin Ber., crp. 662.
 G. Scheibe, Zeits. f. physik. Chemie B5, 355.
 E. W. H. Selwyn, Proc. Phys. Soc. (London) 41, 392.
 M. Söderman, Zeits. f. Physik 52, 795.
- 1930**
 K. T. Compton and I. Langmuir, Rev. Mod. Phys. 2, 123.
 A. Ericson and B. Edlén, Zeits. f. Physik 59, 656.
 G. R. Harrison and P. A. Leighton, J. Opt. Soc. Am. 20, 313.
 R. Hilsch and R. W. Pohl, Zeits. f. Physik 59, 812.

J. J. Hopfield, *Astrophys. J.* **72**, 139 (непрерывный спектр).

J. J. Hopfield, *Phys. Rev.* **36**, 784A (спектр азота).

W. G. Penney, *Phil. Mag.* **9**, 661.

1931

F. W. Aston, *Proc. Roy. Soc.* **A132**, 487.

G. Cario and H. D. Schmidt-Ott, *Zeits. f. Physik* **69**, 719.

K. T. Compton and I. Langmuir, *Rev. Mod. Phys.* **3**, 191.

C. W. Cartlein and R. C. Gibbs, *Phys. Rev.* **38**, 1907.

G. R. Harrison and P. A. Leighton, *Phys. Rev.* **38**, 899.

J. J. Hopfield, *Phys. Rev.* **37**, 160.

F. L. Mohler and C. Boeckner, *Bur. Stand. J. Research* **6**, 673; **7**, 751.

H. M. O'Bryan, *Phys. Rev.* **38**, 32.

A. G. Shenstone, *Phys. Rev.* **38**, 873.

1932

M. Adam, *Ann. d. Physik* **15**, 568.

R. C. Gibbs, *Rev. Mod. Phys.* **4**, 278.

P. Harteck and F. Oppenheimer, *Zeits. f. physik. Chemie*, **B16**, 77.

J. J. Hopfield and Appleyard, *J. Opt. Soc. Am.* **22**, 488.

A. L. Hughes and L. A. DuBridge, *Photoelectric Phenomena*
(McGraw-Hill, New York).

R. Ladenburg, C. C. Van Voorhis and J. C. Boyce, *Phys. Rev.*
40, 1018.

R. Ladenburg and G. Wolfsohn, *Zeits. f. Physik* **79**, 42.

J. E. Mack, J. R. Stehn, and B. Edlén, *J. Opt. Soc. Am.* **22**, 245.

H. M. O'Bryan, *J. Opt. Soc. Am.* **22**, 739.

E. C. G. Stueckelberg, *Phys. Rev.* **42**, 518.

Trans. Int. Astron. Union **4**, 62

1933

H. Beutler, *Zeits. f. Physik* **86**, 495 и последующие работы, указанные по элементам в приложении C.

I. S. Bowen, *J. Opt. Soc. Am.* **23**, 313.

G. H. Dieke, *J. Opt. Soc. Am.* **23**, 274.

B. Edlén, *Zeits. f. Physik* **85**, 85.

W. Finkelnburg, *Physik. Zeits.* **34**, 529.

P. G. Kruger, *Rev. Sci. Inst.* **4**, 128.

R. Ladenburg and C. C. Van Voorhis, *Phys. Rev.* **43**, 315.

D. L. MacAdam, *J. Opt. Soc. Am.* **23**, 178.

J. E. Mack and J. R. Stehn, *J. Opt. Soc. Am.* **23**, 184.

W. A. Noyes, Jr., *Rev. Mod. Phys.* **5**, 280.

G. Rathenau, *Zeits. f. Physik* **87**, 32.

V. M. Slipher, *Roy. Astron. Soc., M. N.* **93**, 657.

E. C. G. Stueckelberg, *Phys. Rev.* **44**, 234.

1934

R. O. Anderson and J. E. Mack, *J. Opt. Soc. Am.* **24**, 292.

G. Collins and W. C. Price, *Rev. Sci. Inst.* **5**, 423.

K. T. Compton and J. C. Boyce, *Rev. Sci. Inst.* **5**, 218.

E. U. Condon, *Astrophys. J.* **79**, 217.

J. Curry and G. Herzberg, *Ann. d. Physik* **19**, 800.

B. Edlén, *Nova Acta Reg. Soc. Sci. Ups. Series IV*, **9**, No. 6.

F. Palmer, Jr., *J. Chem. Phys.* **2**, 296.

W. M. Powell, Jr., *Phys. Rev.* **45**, 154 (флюорит); **46**, 43 (кварц).

O. W. Richardson, *Molecular Hydrogen and its Spectrum*. (Yale University Press, New Haven.)

E. G. Schneider, *Phys. Rev.* **45**, 152.

1935

H. Beutler, *Zeits. f. Physik* **93**, 177.

I. H. Blank and W. Arnold, *J. Bacteriol.* **39**, 503.

- I. S. Bowen, *Astrophys. J.* **81**, 1.
 J. C. Boyce and C. A. Rieke, *Phys. Rev.* **47**, 653.
 G. G. Cilié and D. H. Menzel, *Harvard Circular*, 410.
 G. B. Kistiakowsky and H. A. Smith, *J. Am. Chem. Soc.* **57**, 835.
 T. Lyman, *Phys. Rev.* **48**, 149.
 J. L. Nickerson, *Phys. Rev.* **47**, 707.
 W. C. Price and G. Collins, *Phys. Rev.* **48**, 714.
 G. Rathenau and P. K. Peerlkamp, *Physica* **2**, 125.
 H. N. Russell, *Roy. Astron. Soc., M. N.* **95**, 610.
 M. Siegbahn and T. Magnusson, *Zeits. f. Physik* **95**, 133.
 H. Spöner, *Molekülspektren und ihre Anwendung auf Chemische Probleme* (Julius Springer, Berlin).

1936

- I. S. Bowen, *Rev. Mod. Phys.* **8**, 55.
 J. C. Boyce, *Roy. Astron. Soc., M. N.* **96**, 690.
 A. B. F. Duncan and G. R. Harrison, *Phys. Rev.* **49**, 211.
 B. Edlén, *Zeits. f. Physik* **100**, 621.
 W. Groth, *Zeits. f. Electrochemie* **42**, 533.
 D. L. MacAdam, *Phys. Rev.* **50**, 185.
 K. R. More and C. A. Rieke, *Phys. Rev.* **50**, 1054.
 E. G. Schneider, *Phys. Rev.* **49**, 341.
 A. G. Shenstone, *Phil. Trans. Roy. Soc.* **A235**, 145.
 D. C. Stockbarger, *Phys. Rev.* **49**, 200A.
 R. Tousey, *Phys. Rev.* **50**, 1057.
 F. Tyrén, *Zeits. f. Physik* **98**, 768.
 R. L. Webber and W. W. Watson, *J. Opt. Soc. Am.* **26**, 307.

1937

- F. W. Aston, *Proc. Roy. Soc.* **A163**, 391.
 H. Bomke, *Vakuumspektroskopie* (J. A. Barth, Leipzig).
 S. Chapman and W. C. Price, *Reports on Progress in Physics* (London) **3**, 42.
 W. Groth, *Zeits. f. physik. Chemie*, **B37**, 307 и 315.
 F. W. Paul, *Phys. Rev.* **52**, 923.
 M. N. Saha, *Proc. Roy. Soc.* **A160**, 155.
 E. G. Schneider, *J. Opt. Soc. Am.* **27**, 72.
 H. W. B. Skinner and J. E. Johnston, *Proc. Roy. Soc.* **A161**, 420.

1938

- K. Faltings, W. Groth and P. Hartek, *Zeits. f. physik. Chemie*, **B41**, 15.
 R. W. Pohl, *Physik. Zeits.* **39**, 36.
 J. J. Hopfield, *Phys. Rev.* **53**, 931.
 A. Hunter and R. W. B. Pearse, *Proc. Phys. Soc. (London)* **50**, 256.
 A. G. Shenstone, *Phil. Trans. Roy. Soc.* **A237**, 453.
 F. Tyrén, *Zeits. f. Physik* **111**, 314.
 O. R. Wulf and L. S. Deming, *Terr. Mag.* **43**, 283.

1939

- I. S. Bowen and A. B. Wyse, *Lick Obs. Bull.* 495.
 L. C. Green, *Phys. Rev.* **55**, 1209.
 W. Groth, *Zeits. f. Elektrochemie* **45**, 263.
 H. Hemmendinger, *Thesis, Princeton. Phys. Rev.* **55**, 1119A.
 F. W. Paul, *Phys. Rev.* **56**, 1067.
 G. B. Sabine, *Phys. Rev.* **55**, 1064.
 A. G. Shenstone, *Reports on Progress in Physics (London)* **5**, 210.
 H. W. B. Skinner, *Reports on Progress in Physics (London)* **5**, 257.
 R. Tousey, *J. Opt. Soc. Am.* **29**, 235.

1940

- H. Beutler, Phys. Rev. **57**, 1073A. (Детальная работа подготавливается для J. Opt. Soc. Am.).
 M. J. Druyvesteyn and F. M. Penning, Rev. Mod. Phys. **12**, 87.
 L. C. Green and J. B. H. Kuper, Rev. Sci. Inst. **11**, 250.
 L. N. Liebermann, Phys. Rev. **58**, 183.
 M. F. Manning and M. E. Bell, Rev. Mod. Phys. **12**, 215.
 W. M. Preston, Phys. Rev. **57**, 887.
 E. G. Schneider, J. Opt. Soc. Am. **30**, 128.
 H. W. B. Skinner, Phil. Trans. Roy. Soc. **A239**, 95, см. также
 H. M. O'Bryan and H. W. B. Skinner, Proc. Roy. Soc.
A176, 229.
 R. Tousey, Phys. Rev. **57**, 1060.

ПРИЛОЖЕНИЕ А.

Главные абсорбционные полосы кислорода и азота.

Кислород. — Система Шумана-Рунге.

Полосы с нижнего колебательного состояния, S. W. Leifson, Astrophys. J. **63**, 73 (1926).

λ	λ	λ	λ
(1971.4)	1883.0	1816.8	1775.9
1946.8	1864.2	1804.3	1769.2
1924.8	1846.9	1793.4	1763.8
1903.1	1831.1	1783.9	1759.6
			1757.7

Дополнительные полосы со следующего за нижним колебательного состояния были наблюдаемы Дюкло и Жанте (C. R. **173**, 581 (1921) в несколько более длинной области

λ	1960.1	1938.6	1918.9	1900.7
-----------	--------	--------	--------	--------

Вращательная структура некоторых из этих полос изучалась рядом исследователей, включая Осенбруггена [Zeits. f. Phys., **49**, 167 (1928)] и Кэрри и Герцберга (Ann. d. Phys., **19**, 800 (1934)]. Полосы этой системы ослабевают в сторону длинных волн.

Азот.

Бирге и Хопфильд, Astrophys. J. **68**, 257 (1928).

λ	λ	λ
1450.09	1353.61	1249.25
1415.88	1325.16	1226.63
1383.76	1298.37	1205.27
	1273.13	

Ватсон и Кунтц [Phys. Rev. **46**, 32 (1934)] измеряли вращательную структуру некоторых из полос этой системы. Полосы этой системы ослабевают в сторону длинных волн.

ПРИЛОЖЕНИЕ В.

Стандартные длины волн в вакуумной ультрафиолетовой области

Таблица 1. Стандартные длины волн для меди
(Шенстон, 1936).

λ (вычислен.)	I	Возможная погреш- ность в 0,001 Å	λ (вычислен.)	I	Возможная погреш- ность в 0,001 Å
2000.339	60	4	1351.837	25	2
1989.849	30	4	1350.592	15	2
1979.947	50	4	1326.394	10	2
1970.489	15	4	1325.511	3	2
1944.586	25	4	1314.335	30	2
1663.003	30	3	1314.147	15	2
1660.005	20	3	1309.463	15	2
1656.326	20	3	1308.296	30	2
1649.457	25	3	1299.267	10	2
1621.426	60	3	1298.394	15	2
1617.914	20	3	1297.549	2	2
1610.298	15	3	1281.458	8	4
1608.638	25	3	1275.570	30	2
1606.834	40	3	1274.463	3	2
1604.848	20	3	1274.069	3	2
1602.387	40	3	1266.308	10	1
1598.402	40	3	1265.504	15	1
1593.557	60	3	1250.045	10	2
1590.164	40	3	1248.790	5	2
1569.216	10	2	1241.961	2	1
1566.411	40	2	1219.332	1	2
1565.925	40	2	1214.553	1	2
1558.344	30	2	1185.899	2	2
1541.701	75	2	1109.742	1	2
1540.391	30	2	1106.446	3	2
1535.004	25	2	1088.393	20	2
1519.491	50	2	1069.193	50	2
1517.630	20	2	1066.133	20	2
1496.686	35	4	1065.781	20	1
1473.976	25	2	1059.094	60	1
1444.131	2	2	1058.796	40	2
1442.136	15	2	1055.795	40	2
1402.776	15	2	1054.690	60	1
1399.355	3	2	1049.754	50	1
1393.126	10	2	1049.363	20	2
1371.840	20	2	1044.742	80	1
1370.558	2	2	1039.345	60	2
1363.501	5	2	1036.468	60	1
1362.598	20	2	1035.160	8	1
1359.935	5	2	1031.764	8	1
1359.010	20	2	1028.326	25	1
1355.304	15	2	1027.830	50	1

Таблица I (продолжение)

λ (вычислен.)	I	Возможная погреш- ность в 0.001 Å	λ (вычислен.)	I	Возможная погреш- ность в 0.001 Å
1022.100	5	1	883.837	5	2
1019.652	15	1	876.719	20	2
1018.705	50	1	866.440	5	2
1012.595	25	1	826.995	30	2
1011.433	2	1	813.882	20	2
1008.568	30	1	810.997	15	2
1004.053	30	1	736.031	25	2
1001.010	8	1	735.519	20	2
992.951	25	1	724.487	15	2
912.022	0	2	685.396	2	2
911.654	1	2	685.139	8	2
884.824	5	2			

Таблица II. Стандартные длины волн для железа
(Грин, 1939)

λ (вычислен.)	Интенсивность		λ (вычислен.)	Интенсивность	
	Гелиевая лампа Шюлера	Искра		Гелиевая лампа Шюлера	Искра
2001.025	30	30	1670.990	1	—
1904.785	15	5	1663.220	15	2
1903.384	1	—	1659.479	20	10
1898.535	10	2	1658.771	15	2
1859.744	15	10	1654.476	5	1
1851.526	1	—	1652.482	0	—
1848.771	12	2	1643.576	15	2
1842.238	0	—	1640.150	12	2
1833.073	0	—	1637.398	15	2
1826.994	1	1	1633.906	15	2
1818.516	2	1	1632.665	1	—
1815.411	0	1	1625.520	20	8
1726.391	12	8	1623.090	8	1
1724.962	8	1	1612.805	20	8
1720.611	20	20	1584.949	15	1
1718.100	2	—	1577.167	1	—
1712.998	20	25	1574.921	20	1
1709.551	0	—	1574.769	0	—
1702.044	25	25	1573.826	5	—
1699.195	2	—	1572.754	1	—
1696.794	8	—	1570.244	20	1
1693.935	0	—	1569.674	12	—
1693.475	0	—	1568.017	8	—
1691.272	8	1	1566.821	20	1
1686.454	8	1	1563.788	25	2
1685.952	5	1	1559.084	20	2
1676.854	1	—	1550.273	1	—
1674.254	2	1			

Таблица III. Стандартные длины волн
для водорода и гелия
(Пашен, 1929)

Водород (вычислен.)	Гелий (He II) (вычислен.)	
1215.664	1640.409	303.7788
1025.717	1215.129	256.3145
972.532	1084.940	243.0244
949.739	1025.270	237.3297
937.799	992.361	234.3452
930.745	972.109	
926.222	958.696	
923.148	949.326	

Таблица IV. Стандартные длины волн для
углерода, кислорода и азота
(Мор и Рике, 1936).

Спектр	λ	I	Спектр	λ	I
CI	1658.135	8d	NI	1200.707	5
CI	1657.908	8d	NI	1200.218	6
CI	1657.388	5d	NI	1199.550	7
CI	1656.994	15d	NI	1176.502	1
CI	1656.271	8d	NI	1134.979	4
CI	1560.702	15d	NI	1134.417	3
OI	1560.313	8d	NI	1134.168	3
NI	1494.670	4	NII	1084.582	3
СИ	1335.703	18d	NII	1083.996	2
СИ	1334.534	15d	OI	999.493	2
CI	1329.099	5	OI	990.794	3
CI	1328.820	3	OI	990.205	4d
OI	1306.023	6	OII	834.467	2
OI	1304.858	8	OII	833.332	1
OI	1302.174	8	OII	832.764	0
OI	1217.643	2			

ПРИЛОЖЕНИЕ С.

Литература по атомным спектрам в вакуумном ультрафиолете

(Составлена при участии Д-ра Лоры Миш).

Цитируемые чаще всего две работы появились в шведском журнале с подробным латинским названием. Так как они представляют собой большие статьи, то они цитируются просто как Edlén, Monograph и Söderquist, Monograph. Полная ссылка даётся ниже. Обе работы написаны на немецком языке.

Edlén, Reg. Soc. Sci. Upsaliensis Nova Acta, Series IV, vol. 9, No. 6 (1934).

Söderquist, Reg. Soc. Sci. Upsaliensis Nova Acta, Series IV, vol. 9, No. 7 (1934).

Наблюденные длины волн оцениваются следующим образом:

A — Точность достаточна, число линий достаточно для анализа спектра.

B — Точность достаточна, число линий недостаточно для анализа спектра.

C — Точность недостаточна.

Символы A, B, C применимы только к измерениям, но не к анализам.

Если не было сделано наблюдений для данного спектра ниже $\lambda 2000$, то используется один из следующих символов:

L — предел серии выше $\lambda 2000$. Ожидается отсутствие обычных линий ниже $\lambda 2000$.

X — Предел серии ниже $\lambda 2000$, но все термы могут быть фиксированы при помощи линий выше $\lambda 2000$.

Наблюдений ниже $\lambda 2000$ ещё не делалось.

O — Предел серии ниже $\lambda 2000$. Измерения ниже $\lambda 2000$ ещё не делались.

Значения ионизационного потенциала в электрон-вольтах (обозначаемого далее везде I. P.) взяты из первой из названных работ, если не указан другой источник.

Следующие буквы указывают часто цитируемые источники:

B — B o m k e, Vakuumspektroskopie (Leipzig, 1937).

BG — B a c h e r and G o u d s m i t, Atomic Energy States (New York, 1932)

E — E d l é n, Monograph.

E1 — E d l é n, Zeits. f. Physik **104**, 188 (1937).

E2 — E d l é n, Zeits. f. Physik **104**, 407 (1937).

KS — K r u g e r and S h o u p p, Phys. Rev. **46**, 124 (1934).

KW1 — K r u g e r and W e i s s b e r g, Phys. Rev. **48**, 659 (1935).

KW2 — K r u g e r and W e i s s b e r g, Phys. Rev. **52**, 314 (1937).

M — M o o r e, Term Designations for Excitation Potentials (Princeton, 1934).

R — R o b i n s o n, Phys. Rev. **51**, 14 (1937).

RM — R u s s e l and M e g g e r s, Bur. Stand. J. Res. **9**, 625 (1932).

S — S ö d e r q u i s t, Monograph.

Водород 1.

H I I. P. 13.530 (E)

P a s c h e n, Preuss. Akad. Wiss. Berlin Ber. **30**, 662 (1929). Вычисление длин волн, серии $\lambda 1215$. См. приложение B, таблицу III.

S u g a, Sci. Pap. Inst. Phys. Chem. Research Tokyo **34**, 7 (1937). $\lambda 914$ — $\lambda 938$. Класс. 18 линий. (A)

K. R. R a o and B a d a m i, Proc. Roy. Soc. A **138**, 540 (1932). $\lambda 915$ — $\lambda 950$. Класс. 12 линий. Условия возбуждения.

F r e r i c h s, Ann. d. Physik (10) **19**, 1 (1933). Серия $\lambda 1215$. Эффект Штарка.

F r e r i c h s and B o m k e, Physik. Zeits. **35**, 349 (1934), **35**, 549 (1934). Серия $\lambda 1215$. Эффект. Штарка.

Молекулярный спектр водорода скорее «многолинейчатый», чем полосатый, и может быть легко спутан с линейчатым спектром. См. раздел X.

Гелий 2.

H e I I. P. 24.465 (E), 24.463 (R)

P a s c h e n, Preuss. Akad. Wiss. Berlin Ber., стр. 662 (1929), $\lambda 506$ — $\lambda 591$. Класс. 12 линий. (A)

K r u g e r, Phys. Rev. **36**, 855 (1930). $\lambda 320$ — $\lambda 601$. Класс. 3 линии. Условия возбуждения. (B)

Suga, Sci. Pap. Inst. Phys. and Chem. Research Tokyo **34**, 7 (1937). $\lambda 506 - \lambda 584$.
Класс. 14 линий $\lambda 510 - \lambda 601$, 2 внутрисистемные комбинации и 7 запрещённых линий. Устанавливаются детали контуров линий, обратимость и полосы, но длины волн вероятно ошибочны. (C)

Bomke, Physik. Zeits. **36**, 158 (1935). Наблюдение эффекта Штарка. Отсутствует расщепление в серии $\lambda 584$, $S-S$ и $S-D$ линии появляются. Гелий имеет несколько полос в молекулярном спектре, которые при малой дисперсии могут появляться в виде линий. См. раздел X.

He II I.P. 54.144 (E)

Paschen, Preuss. Akad. Wiss. Berlin. Ber., стр. 662 (1929). Вычислены длины волн серий $\lambda 1640$ и $\lambda 303$. См. приложение B, таблица III.

Suga, Sci. Pap. Inst. Phys. and Chem. Research Tokyo **34**, 7 (1937). $\lambda 228 - \lambda 303$, Класс. 13 линий. (A)

Lyman, Astrophys. J. **60**, 1 (1924). 3 члена серии $\lambda 1640$ и 2 — серии $\lambda 303$. (C)

Kruger, Phys. Rev. **36**, 855 (1930) $\lambda 230 - \lambda 303$, Класс 9 линий. Установлено различие между вычисленными и наблюденными длинами волн. (C)

Литий 3.

Li I (L) I.P. 5.364 (E)

Li II I.P. 75.256, 75.259 *

Edlén, Monograph (1934), стр. 31. $\lambda 172 - \lambda 199$, Класс. 3 линии. (B)

*Robinson, Phys. Rev. **51**, 14 (1937). $\lambda 172 - \lambda 199$, Класс. 3 линии. (B)

Werner, Nature **116**, 574 (1925); **118**, 154 (1926). $\lambda 1198 - \lambda 1754$, Класс. 5 линий (C).

Ericson and Edlén, Zeits. f. Physik **59**, 656 (1930). $\lambda 172 - \lambda 199$, Класс. 3 линии. Длины волн включены в монографию.

Werner, Studies over Spektroskopiske Lyskilder, Copenhagen, 1927. Работы не имелось в распоряжении. Цитируется по Эриксону и Эдлену как перечень двух дополнительных линий $\lambda 1166$ и $\lambda 1132$.

Li III I.P. 121.840

Edlén, Monograph (1934), стр. 28. $\lambda 108 - \lambda 135$, Класс. 3 линии. (B)

Ericson and Edlén, Nature **125**, 233 (1930). $\lambda 114 - \lambda 135$, Класс. 2 линии (C).

Gale and Hoag, Phys. Rev. **37**, 1703 (1931). $\lambda 104 - \lambda 135$, 5 линий серии Лаймана. Первая линия серии Бальмера $\lambda 729$ (C).

Бериллий 4.

Be I I.P. 9.276 (E), 9.281

Paschen and Kruger, Ann. d. Physik (5) **8**, 1005 (1931). $\lambda 1487 - \lambda 1998$, Класс. 11 линий. (A)

Whitelaw and Mack, Phys. Rev. **47**, 677 (1935); термы.

Be II I.P. 18.119 (E), 18.13 *

Paschen and Kruger, Ann. d. Physik (5) **8**, 1005 (1931). $\lambda 726 - \lambda 1776$, Класс. 18 линий. (A)

*Edlén and Ericson, Zeits. f. Physik **59**, 656 (1930). $\lambda 1036 - \lambda 1143$, Класс. 2 линии. (B)

Bowen and Millikan, Phys. Rev. **28**, 256 (1926). $\lambda 842 - \lambda 1776$, Класс. 8 линий. (C)

Be III I.P. 153.118*, 153.012**, 153.108***

Edlén, Nature **127**, 405 (1931). $\lambda 82 - \lambda 100$, Класс. 5 линий. (B)

*Robinson, Phys. Rev. **51**, 14 (1937). $\lambda 82 - \lambda 100$, Класс. 6 линий. (B)

Kruger and Cooper, Phys. Rev. **44, 418 (1933). $\lambda 85 - \lambda 100$, Класс. 3 линии. (B)

***Edlén, Phys. Rev. **44**, 778 (1933), Monograph (1934), стр. 31. $\lambda 85 - \lambda 100$, Класс. 3 линии. (B)

Be IV I. P. 216.628 *

Robinson, Phys. Rev. **50**, 99 (1936). $\lambda 58 - \lambda 76$, 6 линий. Даются вычисленные длины волн. (B)

Edlén, Nature **127**, 405 (1931). $\lambda 64$, $\lambda 76 - 2$ линии. Даются вычисленные длины волн, включённые в монографию. (B)

*Edlén, Monograph (1934), стр. 28. $\lambda 64$, $\lambda 76$ — Наблюдены 2 линии. Вычислены длины волн для 3 линий. $\lambda 61 - \lambda 76$. (B)

Бор 5.

B Основная.

Selwyn, Proc. Phys. Soc. **41**, 392 (1929). $\lambda 1558 - \lambda 1843$, 18 линий. Класс. 14, B I, II. (C)

B I I. P. 8.245 (E)

Selwyn, Proc. Phys. Soc. **41**, 392 (1929). $\lambda 1567 - \lambda 1827$, класс. 10 линий. (C)

B II I. P. 24.998

Edlén, Monograph (1934), стр. 52, $\lambda 694 - \lambda 1843$, Класс. 18 линий. (A)

Edlén, Zeits. f. Physik **73**, 476 (1931). $\lambda 694 - \lambda 1843$, Класс. 17 линий.

Повидимому длины волн включены в монографию.

B III I. P. 37.740

Edlén, Monograph (1934), стр. 37. $\lambda 412 - \lambda 759$, Класс. 8 линий. (A)

Ericson and Edlén, Zeits. f. Physik **59**, 656 (1930). $\lambda 376 - \lambda 759$, Класс. 11 линий. (C)

Edlén, Zeits. f. Physik **72**, 763 (1931). $\lambda 518 - \lambda 759$, Класс. 5 линий. Повидимому длины волн включены в монографию.

B IV I. P. 258.028. 258.064 *

Edlén, Nature **127**, 405 (1931). Monograph (1934), стр. 31. $\lambda 53$, $\lambda 60$. Класс. 2 линии. (B)

*Robinson, Phys. Rev. **51**, 14 (1937). $\lambda 49 - \lambda 60$, Класс. 4 линии. (B)

B V I. P. 338.525 *

Edlén, Nature **127**, 405 (1931). $\lambda 49$, 1 линия. Дается вычисленная длина волны. Включено в монографию. (B)

*Edlén, Monograph (1934), стр. 28. $\lambda 49$, Наблюдена 1 линия. Вычислены длины волн для 3 линий — $\lambda 39 - \lambda 49$. (B)

Углерод 6.

C. I I. P. 11.212, 11.203 *

Paschen and Kruger, Ann. d. Physik (5) **7**, 1 (1930). $\lambda 1112 - \lambda 1994$, Класс. 113 линий. (A)

*Edlén, Monograph (1934), стр. 104. $\lambda 945 - \lambda 946$, Класс. 3 линии. (A) $\lambda 1112 - \lambda 1602$, 67 линий, λ Пашен и Крюгер, классификация для нескольких линий изменена.

Edlén, Zeits. f. Physik **85**, 85 (1933). $\lambda 945 - \lambda 1659$, 15 линий. (B)

Boysce and Rieke, Phys. Rev. **47**, 653 (1935). $\lambda 945 - \lambda 1931$, 26 линий. (B)

Webber and Watson, J. Opt. Soc. Am. **26**, 307 (1936). $\lambda 1140 - \lambda 1931$, 10 линий. (B)

More and Rieke, Phys. Rev. **50**, 1054 (1936). $\lambda 1329 - \lambda 1658$, 14 линий. (B)

Fowler and Selwyn, Proc. Roy. Soc. A **118**, 34 (1928). $\lambda 1260 - \lambda 1932$, Класс. 22 линии. (C)

Edlén, Zeits. f. Physik **84**, 746 (1933); термы.

Ufford, Phys. Rev. **53**, 568 (1938); термы.

- C II I. P. 24.260
 Edlén, Monograph (1934), стр. 74. λ 425 — λ 1761, Класс. 96 линий. (A) λ 1988, 1 линия, λ Fowler and Selwyn (Proc. Roy. Soc. A120, 312 (1928)).
 Edlén, Zeits. f. Physik 85, 85 (1933). λ 425 — λ 1761, 96 линий, включённых в монографию. (B)
 Boyce and Rieke, Phys. Rev. 47, 653 (1935). λ 858 — λ 1761, 21 линии. (B)
 Webber and Watson, J. Opt. Soc. Am. 26, 307 (1936). λ 1335, λ 1336, 2 линии. (B)
 More and Rieke, Phys. Rev. 50, 1054 (1936). λ 1335, λ 1336 — 2 линии. (B)
 Edlén, Zeits. f. Physik 84, 746 (1933); термы.

- C III I. P. 47.637
 Edlén, Zeits. f. Physik 85, 85 (1933), Monograph (1934), стр. 51. λ 265 — λ 1923, 151 линия. Классификационная монография. (A)
 Kruger and Shourp, Phys. Rev. 44, 105 (1933). λ 459 — λ 535, Класс. 6 линий. (B)
 Boyce and Rieke, Phys. Rev. 47, 653 (1935). λ 977 — λ 1247, 8 линий. (B)
 Fowler and Selwyn, Proc. Roy. Soc. A120, 312 (1928). λ 1894 — λ 1980, 3 линии. (C)
 Bowen, Phys. Rev. 38, 128 (1931). λ 319 — λ 1531, класс 49 линий. (C)
 Edlén, Zeits. f. Physik 84, 746 (1933); термы.
 Whitelaw and Mack, Phys. Rev. 47, 677 (1935); термы.

- C IV I. P. 64.169
 Edlén, Monograph (1934), стр. 40. λ 198 — λ 1551, Класс. 43 линии. (A)
 Edlén, Zeits. f. Physik 85, 85 (1933). λ 200 — λ 1551. 41 линия, включённая в монографию. (B)
 Boyce and Rieke, Phys. Rev. 47, 653 (1935). λ 1548 — λ 1551, 2 линии. (B)
 Edlén, Zeits. f. Physik 84, 746 (1933); термы.

- C V I. P. 390.018 *, 390.120 **
 Edlén, Nature 127, 405 (1931), λ 40, класс. 1 линия, включённая в монографию. (B)
 Siegbahn and Söderman, Nature 129, 21 (1932). λ 34 — λ 40, Класс. 3 линии. (B)
 Edlén, Zeits. f. Physik 85, 85 (1933). λ 249, класс. 2 линии, включённые в монографию. (B)
 *Edlén, Monograph (1934), стр. 31. λ 40 — λ 249, Класс. 3 линии. (B)
 *Robinson, Phys. Rev. 51, 14 (1937). λ 33 — λ 40, класс. 4 линии. (B)

- C VI I. P. 487.550 *
 Siegbahn and Söderman, Nature 129, 21 (1932). λ 34, 1 линия. Дается вычисленная длина волны. (B)
 *Edlén, Monograph (1934), стр. 28. 3 вычисленные линии λ 30 — λ 34.

Азот 7.

- N I I. P. 14.460 (E)
 Ekefors, Zeits. f. Physik 63, 437 (1930). λ 1009 — λ 1889, 130 линий, 51 класс. (A)
 Edlén, Zeits. f. Physik 85, 85 (1933). λ 1134 — λ 1201, 6 линий. (B)
 Boyce and Rieke, Phys. Rev. 47, 653 (1935). λ 1134 — λ 1745, 12 линий. (B)
 Webber and Watson, J. Opt. Soc. Am. 26, 307 (1936), λ 1134 — λ 1745, 21 линия. (B)
 More and Rieke, Phys. Rev. 50, 1054 (1936). λ 1134 — λ 1495, 17 линий. (B).
 Kamiyama, Sci. Pap. Inst. Chem. and Phys. Research Tokyo, No. 933, стр. 375. λ 850 — λ 1850, 120 новых линий, отчасти классифицированных.

N II I. P. 29.443

Edlén, Monograph (1934), стр. 109. $\lambda 453 - \lambda 1086$, Класс. 64 линии, включённые в Zeits. f. Physik, 85, 85 (1933). (A) $\lambda 1275 - \lambda 1277$, 3 линии λ и класс. Bowen, Physik. Rev. 29, 231 (1927). $\lambda 1343 - \lambda 1887$, 14 линий λ и класс. Fowler and Freeman (см. ниже).

Edlén, Zeits. f. Physik 85, 85 (1933). $\lambda 453 - \lambda 1086$, 66 линий. (B)

Boyce and Rieke, Phys. Rev. 47, 653 (1935). $\lambda 776 - \lambda 1086$, 9 линий. (B)

Weber and Watson, J. Opt. Soc. Am. 26, 307 (1936). $\lambda 1084 - \lambda 1743$, 13 линий. (B)

More and Rieke, Phys. Rev. 50, 1054 (1936). $\lambda 1084 - \lambda 1085$, 2 линии. (B)

Fowler and Freeman, Proc. Roy. Soc. A114, 662 (1927). $\lambda 533 - \lambda 1887$, 39 линий, 19 класс. (C)

Freeman, Proc. Roy. Soc. A124, 654 (1929). $\lambda 1841 - \lambda 1887$, класс. 10 линий. (C)

Edlén, Zeits. f. Physik 84, 746 (1933); термы.

N III I. P. 47.201

Edlén, Monograph (1934), стр. 78. $\lambda 265 - \lambda 1185$, класс. 98 линий. (A) $\lambda 1387 - \lambda 1921$, класс 15 линий. λ Freeman (см. ниже).

Edlén, Zeits. f. Physik 85, 85 (1933). $\lambda 265 - \lambda 1185$, 98 линий, включённых в монографию. (B)

Cady, Phys. Rev. 44, 821 (1933). $\lambda 305 - \lambda 434$, класс. 3 линии. (B)

Boyce and Rieke, Phys. Rev. 47, 653 (1935). $\lambda 990 - \lambda 992$, 2 линии. (B)

Freeman, Proc. Roy. Soc. A121, 318 (1928). $\lambda 1324 - \lambda 1954$, 48 линий, 32 класс. (C)

Edlén, Zeits. f. Physik 84, 746 (1933); термы.

Edlén, Zeits. f. Physik 98, 561 (1936). Классификация, исправления к монографии.

N IV I. P. 77.038

Edlén, Monograph (1934), стр. 62. $\lambda 182 - \lambda 1719$, Класс. 65 линий. (A)

Edlén, Zeits. f. Physik 85, 85 (1933). $\lambda 182 - \lambda 955$, 64 линии, включённые в монографию. (B)

Cady, Phys. Rev. 44, 821 (1933). $\lambda 283 - \lambda 323$, класс 5 линий. (B)

Edlén, Zeits. f. Physik 73, 476 (1931). $\lambda 1131 - \lambda 1163$, Класс. 3 линии. (C)

Edlén, Zeits. f. Physik 84, 746 (1933); термы.

N V I. P. 97.397 *

Cady, Phys. Rev. 44, 821 (1933). $\lambda 134 - \lambda 266$, Класс. 24 линии. (B)

*Edlén, Zeits. f. Physik 85, 85 (1933); Monograph (1934), стр. 41. $\lambda 140 - \lambda 1243$, 18 линий, классификационная монография. (B)

Edlén, Zeits. f. Physik 84, 746 (1933); термы.

N VI I. P. 549.081 (E), 549.41 (R)

N VII I. P. 663.728 (E)

Кислород 8.

O. Основная.

Edlén, Zeits. f. Physik 85, 85 (1933). $\lambda 188 - \lambda 663$, 7 линий. (B)

O I I. P. 13.549 (E)

Hopfield, Phys. Rev. 37, 160 (1931). $\lambda 1302 - \lambda 1305$, класс. 3 линии. (B)

Edlén, Zeits. f. Physik 85, 85 (1933). $\lambda 878 - \lambda 1152$, 6 линий. (B)

Boyce and Rieke, Phys. Rev. 47, 653 (1935). $\lambda 935 - \lambda 1306$, 11 линий. (B)

Webber and Watson, J. Opt. Soc. Am. 26, 307 (1936). $\lambda 1305$, 1 линия. (B)

More and Rieke, Phys. Rev. 50, 1054 (1936). $\lambda 972 - \lambda 1306$, 12 линий. (B)

Frerichs, Phys. Rev. 36, 398 (1930). $\lambda 743 - \lambda 1218$, 34 линии, 21 класс. (C)

O II I. P. 34.941

Edlén, Monograph (1934), стр. 136. $\lambda 377 - \lambda 834$, класс. 84 линии, включённые в Zeits. f. Phys. 85, 85 (1933). (A)

- Edlén, Zeits. f. Physik **85**, 85 (1933). $\lambda 377 - \lambda 834$, 86 линий. (B)
 Edlén, Zeits. f. Physik **93**, 726 (1935). $\lambda 740 - \lambda 741$, класс. 3 линии. (B)
 Boyce and Rieke, Phys. Rev. **47**, 653 (1935). $\lambda 581 - \lambda 834$, 8 линий. (B)
 More and Rieke, Phys. Rev. **50**, 1054 (1936). $\lambda 833 - \lambda 834$, 3 линии. (B)
 Fowler, Proc. Roy. Soc. **A110**, 476 (1926). $\lambda 1956 - \lambda 1964$, 5 линий, классиф.
 Боуэном в: Phys. Rev. **29**, 231 (1927). (C)

Edlén, Zeits. f. Physik **84**, 746 (1933); термы.

О III I. P. 54.625

Edlén, Monograph (1934), стр. 115. $\lambda 226 - \lambda 1154$, класс. 161 линии, включённые в: Zeits. f. Physik **85**, 85 (1933). (A)

Edlén, Zeits. f. Physik **85**, 85 (1933). $\lambda 226 - \lambda 1154$, 168 линий. (B)

Kruger and Shoup, Phys. Rev. **44**, 105 (1933). $\lambda 303 - \lambda 374$, Класс. 17 линий. (B)

Cady, Phys. Rev. **44**, 821 (1933). $\lambda 359$, класс. 3 линии. (B)

Edlén, Zeits. f. Physik **93**, 726 (1935). $\lambda 554 - \lambda 659$, класс. 4 линий. (B)

Boyce and Rieke, Phys. Rev. **47**, 653 (1935). $\lambda 600 - \lambda 899$, 6 линий. (B)

Fowler, Proc. Roy. Soc. **A117**, 317 (1928). $\lambda 1903 - \lambda 1917$, класс. 3 линий. (C).

Edlén, Zeits. f. Physik **84**, 746 (1933); термы.

О IV I. P. 77.026

Edlén, Monograph (1934), стр. 87. $\lambda 152 - \lambda 1344$, класс. 201 линии, включённые в: Zeits. f. Physik **85**, 85 (1933). (A)

Edlén, Zeits. f. Physik **85**, 85 (1933). $\lambda 152 - \lambda 1344$, 205 линий. (B)

Kruger and Shoup, Phys. Rev. **44**, 105 (1933). $\lambda 231 - \lambda 280$, класс. 23 линий. (B)

Cady, Phys. Rev. **44**, 821 (1933). $\lambda 174 - \lambda 196$, класс. 6 линий. (B)

Edlén, Zeits. f. Physik **93**, 726 (1935). $\lambda 153 - \lambda 279$, класс. 9 линий. (B)

Edlén, Zeits. f. Physik **84**, 746 (1933); термы.

Whitelaw and Mack, Phys. Rev. **47**, 677 (1935); термы.

О V I. P. 113.298

Edlén, Zeits. f. Physik **85**, 85 (1933), Monograph (1934), стр. 62, $\lambda 122 - \lambda 1371$, 108 линий, классификационная монография. (A)

Kruger and Shoup, Phys. Rev. **44**, 105 (1933). $\lambda 151 - \lambda 215$, класс. 9 линий. (B)

Cady, Phys. Rev. **44**, 821 (1933). $\lambda 134 - \lambda 774$, класс. 26 линий. (B)

Edlén, Zeits. f. Physik **73**, 476 (1931). $\lambda 630 - \lambda 966$, класс. 6 линий. (C)

Edlén, Zeits. f. Physik **84**, 746 (1933); термы.

О VI I. P. 137.424

Edlén, Zeits. f. Physik **85**, 85 (1933), Monograph (1934), стр. 44. $\lambda 104 - \lambda 1038$, 24 линии, классификационная монография. (A)

Edlén, Zeits. f. Physik **84**, 746 (1933); термы.

О VII I. P. 735.218 (E), 735.74 (R)

О VIII I. P. 867.087 (E)

Фтор 9.

F Основная.

Edlén, Zeits. f. Physik **94**, 47 (1935). $\lambda 87 - \lambda 1140$, 525 линий, 516 указаны, как слабые. (B)

F I I. P. 17.34

Edlén, Zeits. f. Physik **93**, 433 (1935). $\lambda 952 - \lambda 959$, класс. 4 линии. (B)

Edlén, Zeits. f. Physik **94**, 47 (1935). $\lambda 807 - \lambda 959$, 6 линий. (C + B)

Bowen, Phys. Rev. **29**, 231 (1927). $\lambda 807 - \lambda 958$, класс. 6 линий. (C)

- F II** I. P. 34.81*
 Bowen, Phys. Rev. **45**, 82 (1934). $\lambda 353 - \lambda 608$, класс. 41 линий. (B)
 *Edlén, Zeits. f. Physik **94**, 47 (1935). $\lambda 349 - \lambda 608$, 35 линий. (B)
 Dingle, Proc. Roy. Soc. **A128**, 600 (1930). $\lambda 1702 - \lambda 1747$, класс. 5 линий. (C)
 Edlén, Zeits. f. Physik **93**, 433 (1935); термы.
- F III** I. P. 62.35
 Bowen, Phys. Rev. **45**, 82 (1934). $\lambda 215 - \lambda 1104$, класс. 59 линий. (B)
 Edlén, Zeits. f. Physik **93**, 433 (1935); **94**, 47 (1935). $\lambda 215 - \lambda 743$, 96 линий, классификация в Zeits. f. Physik **93**. (A)
- F IV** I. P. 87.34, 86.72*
 Bowen, Phys. Rev. **45**, 82 (1934). $\lambda 200 - \lambda 679$, класс. 29 линий. (B)
 *Edlén, Zeits. f. Physik **92**, 19 (1934); **94**, 47 (1935). $\lambda 141 - \lambda 679$, 169 линий, классификация в Zeits. f. Physik **92**. (A)
- F V** I. P. 113.670
 Edlén, Zeits. f. Physik **89**, 597 (1934). $\lambda 120 - \lambda 1088$, класс. 123 линии. (A)
 Edlén, Zeits. f. Physik **94**, 47 (1935). $\lambda 120 - \lambda 1088$, 123 линии, те же, что в Zeits. f. Physik **89**, $\lambda 122 - \lambda 197$, класс. 16 линий. (B)
- F VI** I. P. 156.369
 Edlén, Zeits. f. Physik **89**, 179 (1934); **94**, 47 (1935). $\lambda 99 - \lambda 1140$, 57 линий, классификация в Zeits. f. Physik **89**. (A)
- F VII** I. P. 184.261
 Edlén, Zeits. f. Physik **89**, 179 (1934); **94**, 47 (1935). $\lambda 87 - \lambda 135$, 9 линий, классификация в Zeits. f. Physik **89**. (A)
- F VIII**
 Flemberg, Zeits. f. Physik **111**, 747 (1939). $\lambda 16$, класс. 2 линий (длины волн в X-единицах). (B)

Неон 10.

- Ne I** I. P. 21.47
 Bouсе, Phys. Rev. **46**, 378 (1934). $\lambda 743 - \lambda 587$, класс. 16 линий. (A)
 Suga, Sci. Pap. Inst. Phys. and Chem. Research Tokyo **34**, 7 (1937). $\lambda 743 - \lambda 576$, класс. 32 линии. Исследование возбуждения. (C)
- Ne II** I. P. 40.91
 Bouсе, Phys. Rev. **46**, 378 (1934). $\lambda 324 - \lambda 1938$, Класс. 46 линий. (A)
- Ne III** I. P. 63.3
 Bouсе, Phys. Rev. **46**, 378 (1934). $\lambda 282 - \lambda 1257$, класс. 17 линий. (A)
 von Keussler, Zeits. f. Physik **85**, 1 (1933). $\lambda 251 - \lambda 313$, Класс. 13 линий. (B)
- Ne IV** I. P. (97)
 Bouсе, Phys. Rev. **46**, 378 (1934). $\lambda 358 - \lambda 543$, класс. 11 линий. Дублеты в этом спектре очень тесные, и необходима значительно большая разрешающая сила. (C)
- Ne V**
 Paul, Phys. Rev. **56**, 1067 (1939). $\lambda 480 - \lambda 572$, класс. 7 линий. (C)

Натрий 11.

- Na Основная.
 Söderquist, Monograph (1934), стр. 13. $\lambda 105 - \lambda 516$, 19 линий. (B)
 11 УФН, т. XXX, вып. 3—4

- Na I (L) I. P. 5.113 (S)
- Na II I. P. 47.065
Söderquist, Monograph (1934), стр. 26. λ 231 — λ 376, класс. 6 линий. (B)
Vance, Phys. Rev. **41**, 480 (1932). λ 270 — λ 302, Класс. 9 линий. (C)
- Na III I. P. 71.307*
Söderquist, Zeits. f. Physik **76**, 316 (1932). λ 188 — λ 381, класс. 26 $\frac{1}{2}$ линий, включено в монографию. (B)
* Söderquist, Monograph (1934), стр. 43. λ 183 — λ 1986, класс. 41 линия. (B)
Tombovlian, Phys. Rev. **54**, 347 (1938). λ 1100 — λ 1996, класс. 106 линий. (B)
Vance, Phys. Rev. **41**, 480 (1932). λ 230 — λ 273, класс. 9 линий. (C).
- Na IV I. P. 98.409*
Söderquist, Zeits. f. Physik **79**, 634 (1932). λ 150 — λ 413, класс. 43 линии, включено в монографию. (B)
Söderquist, Monograph (1934), стр. 54. λ 129 — λ 413, класс. 72 линии. (B)
Vance, Phys. Rev. **41**, 480 (1932). λ 320 — λ 412, класс. 7 линий. (C)
- Na V I. P. 137.638
Söderquist, Monograph (1934), стр. 68. λ 106 — λ 515, Класс. 72 линии. (B)
- Na VI I. P. 171.374
Söderquist, Monograph (1934), стр. 79. λ 88 — λ 639, Класс. 62 линии (B)
- Na VII I. P. 208.235
Söderquist, Monograph (1934), стр. 89. λ 86 — λ 492, Класс. 33 линии. (B)
- Na VIII I. P. 262.969
Söderquist, Monograph (1934), стр. 96. λ 77 — λ 497, Класс. 15 линий. (B)
- Na IX I. P. 298.388
Söderquist, Monograph (1934), стр. 100. λ 77 — λ 682, Класс. 3 линии. (B)

Магний 12.

- Mg Основная
Söderquist, Monograph (1934), стр. 16, 101. λ 68 — λ 491, 10 линий. (B)
- Mg. I. P. 7.608 (S)
Selwyn, Proc. Phys. Soc. **41**, 392 (1929). λ 1668 — λ 1828, Класс. 5 линий. (C)
- Mg. II I. P. 14.959 (S)
Luman, Science **60**, 388 (1924). λ 947 — λ 1241, Класс. 4 линии. (C)
- Mg. III I. P. 79.736
Söderquist, Monograph (1934), стр. 27. λ 182 — λ 1979, Класс. 58 линий. (A)
Söderquist, Zeits. f. Physik **79**, 634 (1932). λ 164 — λ 234, Класс. 12 линий, включён в монографию. (B)
- Mg. IV I. P. 108.774
Söderquist, Monograph (1934), стр. 44. λ 123 — λ 1957, Класс. 73 линии. (A)
Söderquist, Zeits. f. Physik **76**, 756 (1932). λ 137 — λ 324, Класс. 38 линий. (B)
- Mg V I. P. 140.466
Söderquist, Zeits. f. Physik **79**, 634 (1932). λ 110 — λ 356, Класс. 39 линий, включён в монографию. (B)

Söderquist, Monograph (1934), стр. 55. $\lambda 95$ — $\lambda 356$, Класс. 53 линий. (B)

Mg VI I. P. 185.566

Söderquist, Monograph (1934), стр. 69. $\lambda 79$ — $\lambda 404$, Класс. 46 линий. (B)

Mg VII I. P. 224.309

Söderquist, Monograph (1934), стр. 80. $\lambda 79$ — $\lambda 435$, Класс. 29 линий. (B)

Mg VIII I. P. 265.580

Söderquist, Monograph (1934), стр. 89. $\lambda 74$ — $\lambda 437$, Класс. 18 линий. (B)

Mg IX I. P. 326.507

Söderquist, Monograph (1934), стр. 96. $\lambda 67$ — $\lambda 444$, Класс. 9 линий. (B)

Абсорбция.

Kremenewsky, Physik. Zeits. d. Sowjetunion 2, 491 (1931). $\lambda 1629$ — $\lambda 1826$, Класс. 15 линий.

Алюминий 13.

Al Основная.

Söderquist, Monograph (1934), стр. 17 и 101. $\lambda 58$ — $\lambda 229$, 21 линия. $\lambda 1150$ — $\lambda 1464$, 13 линий. (B)

Al I I. P. 5.956. (S)

Seiwyn, Proc. Phys. Soc. 41, 392 (1929). $\lambda 1763$ — $\lambda 1769$, 3 линии. Класс. pp' группы. (C)

Al II I. P. 18.733 (S)

Zumstein, Phys. Rev. 38, 2214 (1931). $\lambda 1670$ — $\lambda 1863$, Класс 12 линий. (B)

Sawyer and Paschen, Ann. d. Physik 84, 1 (1927). $\lambda 933$ — $\lambda 1991$, 99 линий, класс. 92. (C)

Paschen, Ann. d. Physik (5) 12, 509 (1932). $\lambda 1858$ — $\lambda 1889$, Класс. 4 линий. Классификация и исправления к Ann. d. Physik 84. (C)

Pincherle, Accad. dei Lincei 16, 35 (1932). Возмущённые линии в Al II. Журнала в распоряжении не было.

Al III I. P. 28.306 (S)

Zumstein, Phys. Rev. 38, 2214 (1931). $\lambda 1854$ — $\lambda 1863$, Класс. 2 линий. (B)

Ekefors, Zeits. f. Physik 51, 471 (1928). $\lambda 487$ — $\lambda 1863$, Класс. 21 линия. (B)

Al IV I. P. 119.386

Söderquist, Monograph (1934), стр. 29. $\lambda 85$ — $\lambda 1881$, Класс. 66 линий. (A)

Söderquist, Zeits. f. Physik 79, 634 (1932). $\lambda 111$ — $\lambda 162$, Класс. 12 линий. (B)

Al V I. P. 153.109 *

Söderquist, Zeits. f. Physik 76, 756 (1932). $\lambda 95$ — $\lambda 281$, Класс. 38 линий, включён. в монографию. (B)

* Söderquist, Monograph (1934), стр. 45. $\lambda 86$ — $\lambda 282$, Класс. 56 линий. (B)

Al VI I. P. 189.347 *

Söderquist, Zeits. f. Physik 79, 634 (1932). $\lambda 87$ — $\lambda 313$, Класс. 30 линий, включён. в монографию. (B)

Söderquist, Monograph (1934), стр. 56. $\lambda 70$ — $\lambda 313$, 44 линии, класс. 42. (B)

- Al VII I. P. 240.450
Söderquist, Monograph (1934), стр. 70. $\lambda 62$ — $\lambda 357$, Класс. 34 линий. (B)
- Al VIII I. P. 283.747
Söderquist, Monograph (1934), стр. 80. $\lambda 64$ — $\lambda 387$, Класс. 19 линий. (B)
- Al IX I. P. 330.465
Söderquist, Monograph (1934), стр. 90. $\lambda 60$ — $\lambda 393$, Класс. 6 линий. (B)
- Al X I. P. 397.177
Söderquist, Monograph (1934), стр. 96. $\lambda 55$ — $\lambda 333$, Класс. 5 линий. (B)

Кремний 14.

- Si Основная.
Söderquist, Monograph (1934), стр. 18. $\lambda 62$ — $\lambda 79$, 3 линии. (B)
- Si I I. P. 8.077 (S), 8.11
Kiess, J. Research Nat. Bur. Stand. **21**, 185 (1938). $\lambda 1565$ — $\lambda 1991$, Класс. 148 линий. (A)
Fowler, Proc. Roy. Soc. **A123**, 422 (1929). $\lambda 1590$ — $\lambda 1992$, 133 линии, класс. 70. (A)
- Si II I. P. 16.261 (S)
Zumstein, Phys. Rev. **38**, 2214 (1931). $\lambda 1527$ — $\lambda 1817$, Класс. 4 линии. (B)
Bowen, Phys. Rev. **39**, 8 (1932). $\lambda 1246$ — $\lambda 1354$, Класс. 9 линий. (B)
Kiess, J. Research Nat. Bur. Stand. **21**, 185 (1938). $\lambda 1527$ — $\lambda 1817$, Класс. 5 линий. (B)
Bowen and Millikan, Phys. Rev. **26**, 150 (1925). $\lambda 1190$ — $\lambda 1197$, Класс. 4 линий. (C)
Fowler, Phil. Trans. Roy. Soc. **A225**, 1 (1925). $\lambda 990$ — $\lambda 1818$, Класс. 17 линий. (C)
Bowen, Phys. Rev. **31**, 34 (1928). $\lambda 1246$ — $\lambda 1309$, Класс. 6 линий. (C)
- Si III I. P. 33.329 (S)
Bowen, Phys. Rev. **39**, 8 (1932). $\lambda 566$ — $\lambda 1896$, Класс. 59 линий. (A)
- Si IV I. P. 44.915
Edlén and Söderquist, Zeits. f. Physik **87**, 217 (1933). $\lambda 815$ — $\lambda 1798$, Класс. 11 линий. (A)
- Si V I. P. 165.660
Söderquist, Monograph (1934), стр. 30. $\lambda 85$ — $\lambda 119$, Класс. 9 линий. (B)
- Si VI I. P. 203.835
Söderquist, Monograph (1934), стр. 46. $\lambda 77$ — $\lambda 250$, 25 линий, класс. 22. (B)
- Si VII I. P. 244.635
Söderquist, Monograph (1934), стр. 56. $\lambda 68$ — $\lambda 279$, класс. 21 линия. (B)
- Si VIII I. P. 302.720
Söderquist, Monograph (1934), стр. 70. $\lambda 61$ — $\lambda 320$, Класс. 16 линий. (B)

Абсорбция.

- Takamine, Suga and Kamiyama, Sci. Pap. Inst. Phys. and Chem. Research Tokyo **33**, 247 (1937). $\lambda 1630$ — $\lambda 2000$.

Фосфор 15.

Р Основная.

Quepey, J. de phys. et rad. (6) **10**, 299 (1929). λ 1189 — λ 1987, 192 линии. (C)

Р I I. P. 10,9

Robinson, Phys. Rev. **49**, 297 (1936). λ 1324 — λ 1908, Класс. 41 линия. (B)

Р II I. P. 19,59

Robinson, Phys. Rev. **49**, 297 (1936). λ 783 — λ 1880, Класс. 102 линии. (A)Robinson, Phys. Rev. **51**, 726 (1937). λ 927 — λ 930, Класс. 3 линии. Исправления к Phys. Rev. **49** (B)

Р III I. P. 30,012

Robinson, Phys. Rev. **51**, 726 (1937). λ 497 — λ 1758, **88**, Класс. 88 линий. (A)Bowen, Phys. Rev. **39**, 8 (1932). λ 781 — λ 978, Класс. 24 линий. (B)

Р IV I. P. 51,106

Robinson, Phys. Rev. **51**, 726 (1937). λ 283 — λ 1910, Класс. 88 линий. (A)Bowen, Phys. Rev. **39**, 8 (1932). λ 628 — λ 1910, Класс. 46 линий. (B)

Р V I. P. 69,698

Robinson, Phys. Rev. **51**, 726 (1937). λ 210 — λ 1611, Класс. 31 линия. (A)

Сера 16.

S Основная.

Bloch and Bloch, J. de phys. et rad. (7) **6**, 441 (1935). λ 328 — λ 1259, **404** линии, 147 указаны как слабые. (B)Lacroute, J. de phys. et rad. (6) **9**, 180 (1929). λ 1251 — λ 1999, 50 линий. (C)

S I I. P. 10,31 (M)

Ruedy, Phys. Rev. **44**, 757 (1933). λ 1000 — λ 1915, 83 линии, класс. 53. (A)Bloch and Bloch, J. de phys. et rad. (7) **6**, 441 (1935). λ 1204, 1 линия. (B)

S II I. P. 23,3*

Bloch and Bloch, J. de phys. et rad. (7) **6**, 441 (1935). λ 640 — λ 1260, 38 линий. (B)*Ingram, Phys. Rev. **32**, 172 (1928). λ 640 — λ 1260, Класс. 43 линий. (C)

Gilles, Thèse Paris (1930) Sér. A No. 1285, 2154; Классификация.

S III I. P. 34,9*

Bloch and Bloch, J. de phys. et rad. (7) **6**, 441 (1935). λ 475 — λ 1202, 55 линий, класс. 15. (B)Robinson, Phys. Rev. **52**, 724 (1937). λ 500 — λ 1077, Класс. 17 линий. (B)*Ingram, Phys. Rev. **33**, 907 (1929). λ 484 — λ 1391, Класс. 41 линия. (C)

S IV I. P. 47,08 (BG)

Bowen, Phys. Rev. **39**, 8 (1932). λ 519 — λ 804, Класс. 21 линия. (B)Bloch and Bloch, J. de phys. et rad. (7) **6**, 441 (1935). λ 519 — λ 1074, 42 линии, класс. 6. (B)Millikan and Bowen, Phys. Rev. **25**, 600 (1925). λ 551 — λ 1745, Класс. 16 линий. (C)Bowen, Phys. Rev. **31**, 34 (1928). λ 836 — λ 1297, Класс. 10 линий. (B)

S V I. P. 63 (BG)

Bowen, Phys. Rev. **39**, 8 (1932). λ 437 — λ 906, Класс. 30 линий. (B)Bloch and Bloch, J. de phys. et rad. (7) **6**, 441 (1935). λ 458 — λ 861, 11 линий. (B)

Bowen and Millikan, Phys. Rev. **25**, 591 (1925). $\lambda 873$ — $\lambda 876$, Класс. 2 линий. (C)

S VI I. P. 87. 610
 Robinson, Phys. Rev. **52**, 724 (1937). $\lambda 171$ — $\lambda 945$, Класс. 26 линий. (A)
 Bowen and Millikan, Phys. Rev. **25**, 295 (1925). $\lambda 289$ — $\lambda 1118$, Класс. 9 линий. (C)

S VIII I. P.
 Robinson, Phys. Rev. **52**, 724 (1937). $\lambda 199$ — $\lambda 203$, Класс. 2 линий. (B)

Хлор 17.

Cl Основная.
 Edlén, Zeits. f. Physik **100**, 726 (1936). $\lambda 40$ — $\lambda 48$, 4 линии. (B).
 Vaudez, Comptes Rendus **185**, 1270 (1927). $\lambda 1298$ — $\lambda 1999$, 59 линий. (C)

Cl I I. P. 12.96 (BG)
 Bowen, Phys. Rev. **31**, 497 (1928). $\lambda 1336$ — $\lambda 1364$, класс. 4 линии. (C)

Cl II I. P. 23.70
 Kieess and de Bruin, J. Research Nat. Bur. Stand. **23**, 443 (1939). $\lambda 558$ — $\lambda 1923$, класс. 119 линий. (C)
 Murakawa, Zeits. f. Physik **109**, 162 (1938). Классификация.
 Bowen, Phys. Rev. **31**, 34 (1928). $\lambda 634$ — $\lambda 1080$, класс. 26 линий. (C)

Cl III I. P. 39.7 (BG)
 Bowen, Phys. Rev. **45**, 401 (1934). $\lambda 406$ — $\lambda 1984$, Класс. 90 линий. (A)
 Bowen, Phys. Rev. **31**, 34 (1928). $\lambda 573$ — $\lambda 1015$, Класс. 31 линия. (C)

Cl IV I. P. 53.16 (B)
 Bowen, Phys. Rev. **45**, 401 (1934). $\lambda 318$ — $\lambda 1652$, класс. 43 линии. (B)
 Bowen, Phys. Rev. **46**, 377 (1934). $\lambda 332$ — $\lambda 757$, класс. 10 линий. (B)
 Bowen, Phys. Rev. **31**, 34 (1928). $\lambda 463$ — $\lambda 986$, класс. 26 линий. (C)
 Deb, Proc. Acad. Sci. U. P. India **2**, 43 (1932). Термы. Журнала не было в распоряжении.

Cl V I. P. 67.4 (B)
 Bowen, Phys. Rev. **45**, 401 (1934). $\lambda 286$ — $\lambda 556$, класс. 22 линии. (B)
 Millikan and Bowen, Phys. Rev. **25**, 600 (1925). $\lambda 538$ — $\lambda 639$, класс. 10 линий. (C)
 Bowen, Phys. Rev. **31**, 34 (1928). $\lambda 676$ — $\lambda 895$, класс. 17 линий. (C)
 Deb, Proc. Acad. Sci. U. P. India **2**, 43 (1932). Термы. Журнала не было в распоряжении.

Cl VI I. P. 88.6 (B)
 Bowen and Millikan, Phys. Rev. **25**, 591 (1925). $\lambda 671$ — $\lambda 737$, класс. 6 линий. (C)
 Parker and Phillips, Phys. Rev. **57**, 140 (1940). $\lambda 194$ — $\lambda 737$, класс. 23 линии. (B)

Cl VII I. P. 113.73
 Phillips, Phys. Rev. **53**, 248 (1938). $\lambda 174$ — $\lambda 813$, класс. 22 линии. (A)

Cl VIII I. P. 346.6
 Edlén, Zeits. f. Physik **100**, 726 (1936). $\lambda 39$ — $\lambda 60$, класс. 13 линий. (B)

Cl IX I. P. 398.8
 Edlén, Zeits. f. Physik **100**, 726 (1936). $\lambda 42$ — $\lambda 54$, класс. 35 линий. (B)

- Cl X I. P. 453.1
 Edlén, Zeits. f. Physik **100**, 726 (1936). $\lambda 39$ — $\lambda 48$, класс. 15 линий. (B)
 Cl XI
 Edlén, Zeits. f. Physik **100**, 726 (1936). $\lambda 40$ — $\lambda 41$, класс. 2 линий. (B)

Аргон 18.

- A I I. P. 15.69
 Boyce, Phys. Rev. **48**, 396 (1935). $\lambda 866$ — $\lambda 1066$, класс. 6 линий. (A)
 Dorgelo and Abbink, Zeits. f. Physik **41**, 753 (1927). $\lambda 797$ — $\lambda 1066$, 22 линии. (C)
 A II I. P. 27.49*
 Boyce, Phys. Rev. **48**, 396 (1935). $\lambda 487$ — $\lambda 1978$, класс. 80 линий. (A)
 Edlén, Zeits. f. Physik **104**, 407 (1937). Исправления к Бойсу, касающиеся анализа, а не длин волн.
 A III I. P. 40.48*
 von Keussler, Zeits. f. Physik **84**, 42 (1933). $\lambda 508$ — $\lambda 1836$, 20 линий, класс. 17. (A)
 Boyce, Phys. Rev. **48**, 396 (1935), **49**, 351 (1936). $\lambda 395$ — $\lambda 1973$, класс. 87 линий. (A)
 A IV I. P. (61)
 Boyce, Phys. Rev. **48**, 396 (1935). $\lambda 396$ — $\lambda 1197$, класс. 26 линий. (B)
 de Bruin, Physica **3**, 809 (1936). Расширение анализа.
 A V I. P. (78)
 Boyce, Phys. Rev. **48**, 396 (1935). $\lambda 705$ — $\lambda 836$, класс. 10 линий. Два мультиплета. (B)
 Parker and Phillips, Phys. Rev. **58**, 93 (1940). $\lambda 522$ — $\lambda 527$, класс. 3 линии. (B)
 A VI
 Parker and Phillips, Phys. Rev. **58**, 93 (1940). $\lambda 544$ — $\lambda 596$, класс. 6 линий. (B)
 A VII
 Parker and Phillips, Phys. Rev. **58**, 93 (1940). $\lambda 191$ — $\lambda 479$, класс. 9 линий. (B)
 A VIII
 Parker and Phillips, Phys. Rev. **58**, 93 (1940). $\lambda 229$ — $\lambda 526$, класс. 7 линий. (B)

Абсорбция.

- Beutler, Zeits. f. Physik **93**, 177 (1935). $\lambda 781$ — $\lambda 1067$, класс. 20 линий.

Калий 19.

- K Основная;
 Ekefors, Zeits. f. Physik **71**, 53 (1931). $\lambda 156$ — $\lambda 1034$, 659 линий, 483 указаны, как слабые. (B)
 K I (L) I. P. 4.32 (BG)
 K II I. P. 31.67 (KW), 31.7*
 Ekefors, Zeits. f. Physik **71**, 53 (1931). $\lambda 261$ — $\lambda 613$, 26 линий. (B)
 * Bowen Phys. Rev. **31**, 497 (1928). $\lambda 601$ — $\lambda 615$, класс. 4 линий. (C)

К III

I. P. 45.5

Ekefors, Zeits. f. Physik **71**, 53 (1931). λ 204 — λ 874, класс. 77 линий. (B)Bowen, Phys. Rev. **31**, 497 (1928). λ 467 — λ 779, класс. 6 линий. (C)Ram, Ind. J. Phys. **8**, 151 (1933). Классификация.Kruger and Phillips, Phys. Rev. **51**, 1087 (1937). Классификация.Edlén, Zeits. f. Physik **104**, 407 (1937). Классификация.

К IV

I. P. 62.5 (B)

Ekefors, Zeits. f. Physik **71**, 53 (1931). λ 166 — λ 1026, 62 линии. (B)Bowen, Phys. Rev. **46**, 791 (1934). λ 272 — λ 417, класс. 19 линий. (B)Bowen, Phys. Rev. **31**, 497 (1928). λ 737 — λ 755, класс. 6 линий. (C)Ram, Ind. J. Phys. **8**, 151 (1933). Классификация.Whitford, Phys. Rev. **46**, 793 (1934). Классификация.Robinson, Phys. Rev. **52**, 724 (1937). Классификация.

К V

Ekefors, Zeits. f. Physik **71**, 53 (1931). λ 213 — λ 1027, 131 линия. (B)Bowen, Phys. Rev. **46**, 791 (1934). λ 295 — λ 645, класс. 26 линий. (B)

К VI

Ekefors, Zeits. f. Physik **71**, 53 (1931). λ 156 — λ 1000, 187 линий. (B)Ram, Ind. J. Phys. **8**, 151 (1933). Классификация.Robinson, Phys. Rev. **52**, 724 (1937). Классификация.

К VII

Whitford, Phys. Rev. **46**, 793 (1934). Классификация.

К VIII

Whitford, Phys. Rev. **46**, 793 (1934). Классификация.Parker and Phillips, Phys. Rev. **57**, 140 (1940). λ 156 — λ 573, класс. 23 линий. (B)

К IX

I. P. 174.90

Edlén, Zeits. f. Physik **100**, 621 (1936). λ 185 — λ 636, класс. 6 линий. (A)Whitford, Phys. Rev. **46**, 793 (1934). Классификация.

К X

I. P. 501.4

Edlén and Tyrén, Zeits. f. Physik **101**, 206 (1936). λ 30 — λ 42, класс. 11 линий. (B)

К XI

Edlén and Tyrén, Zeits. f. Physik **101**, 206 (1936). λ 32 — λ 38, класс. 8 линий. (B)

Абсорбция.

Beutler and Guggenheimer, Zeits. f. Physik **87**, 188 (1933). λ 653, λ 662, Класс. 2 линий.

Кальций 20.

Ca Основная.

Ekefors, Zeits. f. Physik **71**, 53 (1931). λ 136 — λ 1035, 728 линий, 476 указаны как слабые. (B)

Ca I (L)

I. P. 6.09 (BG)

Ca II

I. P. 11.82 (BG)

Saunders and Russell, Astrophys. J. **62**, 51 (1925). λ 1369 — λ 1851, класс. 20 линий. (C)Selwyn, Proc. Phys. Soc. **41**, 392 (1929). λ 1649 — λ 1841, класс. 20 линий. (C)

- Ca III I. P. 51.0*
 Ekefors, Zeits. f. Physik **71**, 53 (1931). λ 242 — λ 1035, 94 линии. (B)
 *Bowen, Phys. Rev. **31**, 497 (1928). λ 404 — λ 2000, класс. 64 линии. (C)
- Ca IV I. P. 67 (E 1)
 Ekefors, Zeits. f. Physik **71**, 53 (1931). λ 249 — λ 1031, класс. 52 линий. (B)
 Kruger and Phillips, Phys. Rev. **51**, 1087 (1937). λ 297 — λ 670, класс. 16 линий. (B)
 Ram, Ind. J. Phys. **8**, 163 (1933). Классификация.
- Ca V
 Ekefors, Zeits. f. Physik **71**, 53 (1931). λ 231 — λ 1022, 83 линии. (B)
 Bowen, Phys. Rev. **46**, 791 (1934). λ 184 — λ 387, класс. 36 линий. (B)
 Bowen, Phys. Rev. **31**, 497 (1928). λ 638 — λ 657, класс. 6 линий. (C)
 Ram, Ind. J. Phys. **8**, 163 (1933). Классификация.
- Ca VI
 Ekefors, Zeits. f. Physik **71**, 53 (1931). λ 228 — λ 1033, 102 линии. (B)
 Bowen, Phys. Rev. **46**, 791 (1934). λ 228 — λ 642, класс. 31 линия. (B)
- Ca VII
 Ekefors, Zeits. f. Physik **71**, 53 (1931). λ 250 — λ 1034, 136 линий. (B)
 Whitford, Phys. Rev. **46**, 793 (1934). Классификация.
 Robinson, Phys. Rev. **52**, 724 (1937). Классификация.
- Ca VIII
 Whitford, Phys. Rev. **46**, 793 (1934). Классификация.
- Ca IX
 Edlén, Zeits. f. Physik **103**, 533 (1936). Классификация.
 Barker and Phillips, Phys. Rev. **57**, 140 (1940). λ 101 — λ 516, класс. 25 линий. (B)
- Ca X I. P. 120.21
 Edlén, Zeits. f. Physik **100**, 621 (1936). λ 152 — λ 574, класс. 6 линий. (A)
- Ca XI I. P. 589.0
 Edlén and Tyrén, Zeits. f. Physik **101**, 206 (1936). λ 25 — λ 36, класс. 11 линий. (B)
- Ca XII
 Edlén and Tyrén, Zeits. f. Physik **101**, 206 (1936). λ 27 — λ 33, класс. 9 линий. (B)
- Скандий 21.**
- Sc Основная
 Beckman, Thesis, Upsala (1937). λ 62 — λ 1613, 770 линий, 189 указаны как слабые. (B)
 McLennan and Liggett, Trans. Roy. Soc. Canada **20**, 377 (1926). λ 1598 — λ 1994, 8 линий. (C)
- Sc I (X) I. P. 6.7 (BG)
 Sc II (O) I. P. 12.8 (BG)
- Sc III I. P. 24.635 (KW 2)
 Beckman, Thesis, Upsala (1937). λ 627 — λ 1610, 17 линий. (B)*
 Smith, Proc. Nat. Acad. Sci. **13**, 65 (1927). λ 730 — λ 1994, класс. 6 линий. (C)
- Sc IV I. P. 73.6*
 Beckman, Thesis, Upsala (1937). λ 216 — λ 376, 22 линии, класс. 4. (B)

Kruger, Weissberg and Phillips, Phys. Rev. **51**, 1090 (1937). $\lambda 215 - \lambda 298$, класс. 4 линий. (B)

Sc V I. P. 91 (E 2)

Beckman, Thesis, Upsala (1937). $\lambda 229 - \lambda 588$, 21 линия, класс. 13. (B)

Kruger and Phillips, Phys. Rev. **51**, 1087 (1937). $\lambda 229 - \lambda 588$, класс. 16 линий. (B)

Sc VI I. P. 110.5 (E 1)

Beckman, Thesis, Upsala (1937). $\lambda 203 - \lambda 581$, 31 линия, класс. 23. (B)

Kruger and Pattin, Phys. Rev. **52**, 621 (1937). $\lambda 201 - \lambda 581$, класс. 29 линий. (B)

Sc VII

Beckman, Thesis, Upsala (1937). $\lambda 183 - \lambda 568$, 25 линий, класс. 18. (B)

Kruger and Pattin, Phys. Rev. **52**, 621 (1937). $\lambda 186 - \lambda 571$, класс. 16 линий. (B)

Sc VIII

Beckman, Thesis, Upsala (1937). $\lambda 165 - \lambda 494$, 15 линий, класс. 13. (B)

Kruger and Phillips, Phys. Rev. **52**, 97 (1937). $\lambda 164 - \lambda 375$, класс. 15 линий. (B)

Sc IX

Beckman, Thesis, Upsala (1937). $\lambda 119 - \lambda 538$, класс. 17 линий. (B)

Kruger and Phillips, Phys. Rev. **52**, 97 (1937). $\lambda 318 - \lambda 427$, класс. 9 линий. (B)

Sc X

Beckman, Thesis, Upsala (1937). $\lambda 76 - \lambda 628$, класс. 26 линий. (B)

Parker and Phillips, Phys. Rev. **57**, 140 (1940). $\lambda 135 - \lambda 343$, класс. 12 линий. (B)

Sc XI

I.P. 248.58, 248.61 * ■

Beckman, Thesis, Upsala (1937). $\lambda 62 - \lambda 169$, класс. 30 линий. (A)

* Edlén, Zeits. f. Physik **100**, 621 (1936). $\lambda 95 - \lambda 169$, класс. 10 линий. (B)

Sc XII

I.P. 683.4■

Edlén and Tyrén, Zeits. f. Physik **101**, 206 (1936). $\lambda 27 - \lambda 31$, класс. 5 линий. (B)

Титан 22.

Ti I (X)

I.P. 6.81 (BG)

Ti II

I.P. 13.6

Russell, Astrophys. J. **66**, 283 (1927). $\lambda 1906 - \lambda 1914$, класс. 6 линий. (C)

Ti III

I. P. 27.6

Russell and Lang, Astrophys. J. **66**, 13 (1927). $\lambda 1002 - \lambda 1927$, класс. 55 линий. (C)

Ti IV

I.P. 43.06

Russell and Lang, Astrophys. J. **66**, 13 (1927). $\lambda 424 - \lambda 1469$, класс. 11 линий. (C)

Ti V

I.P. 99.7, 99.4*

Kruger and Weissberg, Phys. Rev. **48**, 659 (1935). $\lambda 225, \lambda 229$, класс. 2 линий. (B)

* Kruger, Weissberg and Phillips, Phys. Rev. **51**, 1090 (1937). $\lambda 163, \lambda 164$, класс. 2 линий. (B)

- Ti VI I.P. 119
Edlén, Zeits. f. Physik **104**, 407 (1937). λ 182 — λ 202, класс. 10 линий. (B)
- Ti VII I.P. 140.1*
Kruger and Pattin, Phys. Rev. **52**, 621 (1937). λ 500 — λ 522, класс. 5 линий. (B)
* Edlén, Zeits. f. Physik **104**, 188 (1938). λ 164 — λ 179, класс. 19 линий. (B)
- Ti VIII
Kruger and Pattin, Phys. Rev. **52**, 621 (1937). λ 150 — λ 162, класс. 15 линий. (B)
- Ti X
Edlén, Zeits. f. Physik **103**, 536 (1936). λ 101, λ 102, класс. 2 линии. (B)
- Ti XI I.P. (264)
Edlén, Zeits. f. Physik **103**, 536 (1936). λ 72 — λ 127, класс. 14 линий. (A)
- Ti XII I.P. 290.08
Edlén, Zeits. f. Physik **100**, 621 (1936). λ 61 — λ 117, класс. 16 линий. (A)
- Ti XIII I.P. 784.6
Edlén and Tyrén, Zeits. f. Physik **101**, 206 (1936), λ 23 — λ 27, класс. 5 линий. (B)
- Ванадий 23.**
- V Основная
Meggers and Moore, Не опубликовано. 1939. λ 1248 — λ 2000, около 600 линий V, II, III, IV.
- V I I.P. 6.72 (M)
Moore, Phys. Rev. **55**, 710 (1939). λ 1873 — λ 2000, 43 линии, класс. 30. (C)
- V II I.P. 14.1 (Оценка)
Meggers, J. Research Nat. Bur. Stand. **25**, 83 (1940). λ 1313 — λ 2000, 185 линий, класс. 171. (A)
- V III I.P. 29.6
White, Phys. Rev. **33**, 672 (1929). λ 1118 — λ 1829, класс. 74 линии. (C)
- V IV I.P. 48.3*
Ekefors, Zeits. f. Physik **71**, 53 (1931). λ 675 — λ 680, 4 линии (B)
* White, Phys. Rev. **33**, 538 (1929), λ 675 — λ 1999, класс. 57 линий. (C)
- V V I.P. 64.891 (KW2)
Ekefors, Zeits. f. Physik **71**, 53 (1931). λ 286 — λ 485, 5 линий. (B)
Gibbs and White, Phys. Rev. **33**, 157 (1929). λ 287 — λ 1717, класс. 11 линий. (C)
- V VI I.P. 128.4
Kruger and Weissberg, Phys. Rev. **48**, 659 (1935). λ 128 — λ 183, класс. 4 линии. (B)
- V VII I.P. 150
Edlén, Zeits. f. Physik **104**, 407 (1937). λ 148 — λ 165, класс. 11 линий. (B)
- V VIII I.P. 172.8
Edlén, Zeits. f. Physik **104**, 188 (1937). λ 135 — λ 148, класс. 19 линий. (B)

V IX

Kruger and Patten, Phys. Rev. **52**, 621 (1937). λ 125 — λ 127, класс. 6 линий. (B)

V XI

Edlén, Zeits. f. Physik **103**, 536 (1936). λ 87, λ 88, класс. 2 линии. (B)

V XII

I.P. (307)

Edlén, Zeits. f. Physik **103**, 536 (1936). λ 61 — λ 107, класс. 15 линий. (A)

V XIII

I.P. 334.69

Edlén, Zeits. f. Physik **100**, 621 (1936). λ 53 — λ 100, класс. 15 линий. (A)

V XIV

I.P. 892.8

Edlén and Tyrén, Zeits. f. Physik **101**, 206 (1936). λ 21 — λ 24, класс. 4 линии. (B)

Хром 24.

Cr Основная

Bloch and Bloch, J. de phys. et rad. (6) **6**, 105 (1925). λ 1506 — λ 1926, 182 линии. (C)

Cr I (X)

I.P. 6.74 (BG)

Cr II

I.P. 16.6 (BG)

Kiess, не опубликовано. 1939. λ 1971 — λ 2000, 19 линий. (B)

Cr III

I.P. 31 (B)

Bowen, Phys. Rev. **52**, 1153 (1937). λ 921 — λ 2000, класс. 89 линий. (A)

White, Phys. Rev. **33**, 914 (1929). λ 1196 — λ 1736, класс. 35 линий. (C)

Cr IV

I.P. 50.4

White, Phys. Rev. **33**, 672 (1929). λ 617 — λ 1990, класс. 65 линий. (C)

Bowen, Phys. Rev. **52**, 1153 (1937). λ 574 — λ 1968, класс. 62 линии. (C)

Cr V

I.P. 72.8

White, Phys. Rev. **33**, 533 (1929). λ 433 — λ 1820, класс. 55 линий. (C)

Cr VI

I.P. 90.17

Kruger and Weissberg, Phys. Rev. **52**, 314 (1937). λ 209, λ 211, класс. 2 линии. (B)

Gibbs and White, Phys. Rev. **33**, 157 (1929). λ 335 — λ 338, класс. 3 линии. (C)

Cr VII

I.P. 160.4

Kruger and Weissberg, Phys. Rev. **48**, 659 (1935). λ 104 — λ 149, класс. 4 линии. (B)

Cr. VIII

I.P. 184

Edlén, Zeits. f. Physik **104**, 407 (1937). λ 124 — λ 136, класс. 10 линий. (B)

Cr IX

I.P. 208.6

Edlén, Zeits. f. Physik **104**, 188 (1937). λ 117 — λ 124, класс. 11 линий. (B)

Cr XII

Edlén, Zeits. F. Physik **103**, 536 (1936). λ 76, класс. 2 линии. (B)

Cr XIII

I.P. (353)

Edlén, Zeits. f. Physik **103**, 536 (1936). λ 54 — λ 92, класс. 14 линий. (A)

Cr XIV

I.P. 382.37

Edlén, Zeits. f. Physik **100**, 621 (1935). λ 46 — λ 86, класс. 16 линий. (A)

- Cr XV I.P. 1008.1
 Edlén and Tyrén, Zeits. f. Physik **101**, 206 (1936). $\lambda 18$ — $\lambda 21$, класс. 4 линии. (B)
 Tyrén, Zeits. f. Physik **111**, 314 (1938). $\lambda 15$ — $\lambda 21$, класс. 9 линий. (A)

Марганец 25.

- Mn Основная
 Bloch and Bloch, J. de phys. et rad. (6) **6**, 154 (1925). $\lambda 1465$ — $\lambda 1869$, 178 линий. (C)
- Mn I (X) I.P. 7.41 (BG)
 Mn II I.P. 15.56
 Curtis, Phys. Rev. **53**, 474 (1938). $\lambda 953$ — $\lambda 1960$, класс. 432 линии. (A)
- Mn III I.P. 34.4^d
 Kruger and Gilroy, Phys. Rev. **48**, 720 (1935). $\lambda 892$ — $\lambda 895$, класс. 3 линии, исправления к Гилрою (1931). (B)
 Gilroy, Phys. Rev. **38**, 2217 (1931). $\lambda 915$ — $\lambda 1998$, класс. 64 линий. (C)
- Mn IV I.P. 52 (B)
 Bowen, Phys. Rev. **52**, 1153 (1937). $\lambda 540$ — $\lambda 1973$, класс. 156 линий. (A)
 White, Phys. Rev. **33**, 914 (1929). $\lambda 1742$ — $\lambda 1790$, класс. 12 линий. (C)
- Mn V I.P. 75.7^{*}
 Bowen, Phys. Rev. **47**, 924 (1935). $\lambda 382$ — $\lambda 458$, класс. 74 линии. (B)
 White, Phys. Rev. **33**, 672 (1929). $\lambda 405$ — $\lambda 1621$, класс. 49 линий. (C)
- Mn VI
 Cady, Phys. Rev. **43**, 322 (1933). $\lambda 307$ — $\lambda 330$, класс. 30 линий. (B)
- Mn VII I.P. 118.677
 Kruger and Weissberg, Phys. Rev. **52**, 314 (1937). $\lambda 111$ — $\lambda 468$, класс. 21 линия. (A)
- Mn VIII I.P. 195.5
 Kruger, Weissberg and Phillips, Phys. Rev. **51**, 1090 (1937). $\lambda 122$, $\lambda 125$, класс. 2 линии. (B)
 Kruger and Weissberg, Phys. Rev. **48**, 659 (1935). $\lambda 122$, $\lambda 125$, класс. 2 линии. Приблизит. длины волн.
- Mn IX I.P. 221
 Edlén, Zeits. f. Physik **104**, 407 (1937). $\lambda 105$ — $\lambda 115$, класс. 9 линий. (B)
- Mn X I.P. 247.2
 Edlén, Zeits. f. Physik **104**, 188 (1937). $\lambda 100$ — $\lambda 105$, класс. 11 линий. (B)
- Mn XIII
 Edlén, Zeits. f. Physik **103**, 536 (1936). $\lambda 67$, класс. 2 линии. (B)
- Mn XIV I.P. (402)
 Edlén, Zeits. f. Physik **103**, 536 (1937). $\lambda 57$ — $\lambda 80$, класс. 13 линий. (A)
- Mn XV I.P. 433.14
 Edlén, Zeits. f. Physik **100**, 621 (1936). $\lambda 45$ — $\lambda 75$, класс. 12 линий. (A)
- Mn XVI I. P. 1130.5
 Tyrén, Zeits. f. Physik **111**, 314 (1938). $\lambda 13$ — $\lambda 19$, класс. 9 линий. (A)

Абсорбция

- Pau I, Phys. Rev. **52**, 923 (1937). $\lambda 1085$ — $\lambda 1923$, 57 линий.

Железо 26.

Fe Основная

Bloch and Bloch, Comptes Rendus **197**, 679 (1933). λ 365 — λ 1149, 171 линии. (B)

Bloch and Bloch, J. de phys. et rad. (6) **6**, 105 (1925). λ 1505 — λ 1896, 286 линий. (C)

Bloch and Bloch, Ann. de physique (10) **6**, 409 (1926). λ 1877 — λ 2000, 279 линий, указаны как слабые. (C)

Fe I I.P. 7.83 (BG)

Green, Phys. Rev. **55**, 1209 (1939). λ 1934 — λ 1974, 29 линий. (B)

Bloch and Bloch, Ann. de physique (10) **6**, 409 (1926). λ 1934 — λ 1999, 44 линии. (C)

Fe II I.P. 16.16 (M)

Green, Phys. Rev. **55**, 1209 (1939). λ 897 — λ 2000, класс. 273 линии. (B)

Bloch and Bloch, Ann. de physique (10) **6**, 409 (1926). λ 1877 — λ 1999, 22 линии. (C)

Dobbie, Proc. Roy. Soc. **A151**, 703 (1935), Annals of the Solar Physics Observatory (Cambridge), Vol. **5**, Part I (1938). Термы.

Известно, что Эдлен имеет значительные неопубликованные материалы по Fe II.

Fe III I.P. 30.48*

Bowen, Phys. Rev. **52**, 1153 (1937). λ 1123 — λ 1926, класс. 12 линий. (B)

Green, Phys. Rev. **55**, 1209 (1939). λ 860 — λ 2000, класс. 22 линии. (B)

Green, не опубликовано 1939. λ 1550 — λ 1997, 202 линии. (B)

Bloch and Bloch, Ann. de physique (10) **6**, 409 (1926). 1877 — 2000, 213 линий. (C)

*Edlén, не опубликовано 1939 см. Astrophys. J. **90**, 378 (1939). λ 727 — λ 2000, класс. 500 линий. (A)

Fe IV I.P. 56.8*

Kruger and Gilroy, Phys. Rev. **48**, 720 (1935). λ 526 — λ 527, класс. 3 линии. Исправления к Гилрою. (1931). (B)

*Gilroy, Phys. Rev. **38**, 2217 (1931). λ 575 — λ 1826, класс. 70 линий. (C)

Fe V

Bowen, Phys. Rev. **52**, 1153 (1937). λ 364 — λ 1554, класс. 145 линий. (A)

White, Phys. Rev. **33**, 914 (1929). λ 1431 — λ 1469, класс. 9 линий. (C)

Fe VI

Bowen, Phys. Rev. **47**, 924 (1935). λ 276 — λ 319, класс. 101 линия. (A)

Fe VII

Cady, Phys. Rev. **43**, 322 (1933). λ 231 — λ 246, класс. 33 линии. (B)

Bowen and Edlén, Nature **143**, 374 (1939). Только термы, длины волн не опубликованы. Переделан анализ Кэди.

Fe VIII I.P. 150.427

Kruger and Weissberg, Phys. Rev. **52**, 314 (1937). λ 93 — λ 371, класс. 15 линий. (A)

Fe IX I.P. 233.5

Kruger, Weissberg and Phillips. Phys. Rev. **51**, 1090, класс. 2 линии. (B)

Fe X I.P. 261

Edlén, Zeit. f. Physik **104**, 407 (1937). λ 94 — λ 98, класс. 8 линий. (B)

Fe XI I.P. 288.9
Edlén, Zeits. f. Physik **104**, 188 (1937). λ 86 — λ 91, класс. 12 линий. (B)

Fe XIV
Edlén, Zeits. f. Physik **103**, 536 (1936). λ 59 — λ 60, класс. 2 линии. (B)

Fe XV I.P. (454)
Edlén, Zeits. f. Physik **103**, 536 (1936), λ 50 — λ 71, класс. 12 линий. (A)

Fe XVI I.P. 487.01
Edlén, Zeits. f. Physik **100**, 621 (1935). λ 39 — λ 97, класс. 13 линий. (A)

Fe XVII I.P. 1259.7
Tyrén, Zeits. f. Physik **111**, 314 (1938). λ 12 — λ 17, класс. 9 линий. (A)

Кобальт 27.

Co Основная
Bloch and Bloch, J. de phys. et rad. (6) **6**, 105 (1925). λ 1425 — λ 1882, 342
линии. (C)
Moore, Не опубликовано 1939, λ 1836 — λ 2000. Co I, II, III.

Co I I.P. 7.84
Russell, King and Moore. Phys. Rev. **58**, 407 (1940). λ 1814 — λ 2000;
144 линии, класс. 79. (C)

Co II I.P. 16.9 (M)
Findlay, Phys. Rev. **36**, 5 (1930). λ 1941 — λ 1998, класс. 6 линий. (B)

Co V I.P. 83.1*
Kruger and Gilroy, Phys. Rev. **48**, 720 (1935). λ 356, класс. 3 линии,
исправления к Гирлоу (1931). (B)
*Gilroy, Phys. Rev. **38**, 2217 (1931). λ 413 — λ 1489, класс. 57 линий. (C)

Co VI
Bowen, Phys. Rev. **53**, 889 (1933). λ 266 — λ 307, класс. 103 линии. (B)
Phillips and Kruger, Phys. Rev. **54**, 839 (1933). Предлагается другая
классификация.

Co VIII
Cady, Phys. Rev. **43**, 322 (1933). λ 181 — λ 193, класс. 27 линий. См. про-
верку в Fe VII (Bowen and Edlén). (B)

Co XI I.P. 304
Edlén, Zeits. f. Physik **104**, 407 (1937). λ 81 — λ 85, класс. 6 линий. (B)

Co XV
Edlén, Zeits. f. Physik **103**, 536 (1935). λ 53, класс. 2 линии. (B)

Co XVI I.P. (510)[†]
Edlén, Zeits. f. Physik **103**, 536 (1936). λ 47 — λ 62, класс. 9 линий. (A)

Co XVII I.P. 544.08
Edlén, Zeits. f. Physik **100**, 621 (1935). λ 41 — λ 59, класс. 10 линий. (A)

Co XVIII I.P. 13961
Tyrén, Zeits. f. Physik **111**, 314 (1938), λ 12 — λ 15, класс. 7 линий. (A)

Никель 28.**Ni Основная**

Bloch and Bloch, J. de phys. et rad. (6) **6**, 105 (1925). λ 1370 — λ 1859, 330 искровых линий. (C)

Ni I

I.P. 7.606

Russell, Phys. Rev. **34**, 821 (1929). λ 1964 — λ 2000, класс. 7 линий. (C)

Ni II

I.P. 18.4 (M)

Shenstone, Phys. Rev. **30**, 255 (1927). λ 1812 — λ 1996, класс. 8 линий. (C)

Lang, Phys. Rev. **31**, 773 (1928). λ 1703 — λ 1952, класс. 13 линий. (C)

Lang, Phys. Rev. **33**, 547 (1929). λ 1253 — λ 1537, класс. 26 линий. (C)

Menzies, Proc. Roy. Soc. **A122**, 134 (1929). λ 1164 — λ 1965, класс. 111 линий. (C)

Yamanouchi, Proc. Phys. Math. Soc. Japan **20**, 242 (1938). Термы (журнала в распоряжении не было).

Ni VI

Gilroy, Phys. Rev. **38**, 2217 (1931), λ 844 — λ 1192, класс. 25 линий. (C)

Kruger and Gilroy, Phys. Rev. **48**, 720 (1935). λ 260 — λ 261, класс. 3 линии. (B)

Ni VII

Phillips and Kruger, Phys. Rev. **54**, 839 (1938). λ 205 — λ 229, класс. 92 линии. (B)]

Ni IX

Cady, Phys. Rev. **43**, 322 (1933), λ 146 — λ 155, класс. 20 линий. См. проверку в Fe VII (Bowen and Edlén). (B)

Ni XVIII

I.P. 604.1

Edlén, Zeits. f. Physik **100**, 621 (1936). λ 44 — λ 53, класс. 4 линии. (B)

Медь 29.**Cu Основная.**

Bloch, Bloch and Farineau, J. de phys. et rad. (7) **3**, 437 (1932). λ 386 — λ 1377, 427 линий. (B)

Bloch and Bloch, Comptes Rendus **197**, 132 (1933). λ 240 — λ 383, 86 линий. (B)

Kruger, Phys. Rev. **44**, 826 (1933). λ 109 — λ 476, 440 линий, возможно Cu VI—IX. (B)

Bloch and Bloch, J. de phys. et rad. (6) **6**, 154 (1925). λ 1359 — λ 1931, 177 линий. (C)

Selwyn, Proc. Phys. Soc. **41**, 392 (1929). λ 1685 — λ 1825 13 линий. (C)

Cu I

I.P. 7.68 (BG)

Shenstone, Phys. Rev. **34**, 1623 (1929). Классификация линий Selwyn'a. (C)

Cu II

I.P. 20.18

Shenstone, Phil. Trans. Roy. Soc. **A751**, 195 (1936). λ 676 — λ 2000, класс. 476 линий. (A)

McLennan and Quinlan, Phil. Mag. (7) **14**, 823 (1932). λ 1979 — λ 1990, 2 линии. (C)

Cu III

Bloch and Bloch, Comptes Rendus **200**, 2017 (1935). Классификация.

Cu VII

Kruger and Gilroy, Phys. Rev. **48**, 720 (1935). λ 200 — λ 201, класс. 3 линии. (B)

Cu XIX

Edlén. Zeits. f. Physik **100**, 621 (1936), λ 47, класс. 2 линии. (B)

Цинк 30.

Zn Основная

Bloch and Bloch, Comptes Rendus **201**, 137 (1935). λ 425 — λ 479, 24 линии, включённые в Ann. de physique (1936). (B)

Bloch and Bloch, Ann. de physique (II) **5**, 325 (1936). λ 227 — λ 1981, 490 линий, 155 указаны как слабые. (B и C)

Seiwyn, Proc. Phys. Soc. **41**, 392 (1929). λ 1671 — λ 1972, 11 линий. (C)

Zn I

I.P. 9.36 (BG)

Bloch and Bloch, Ann. de physique (II) **5**, 325 (1936). λ 1590, 1 линия. (C)

Hetzler, Boremann and Bungs, Phys. Rev. **48**, 656 (1935), 2 вычисленные линии, λ 1404, λ 1458.

Zn II

I.P. 17.89 (BG)

Lang, Proc. Nat. Acad. Sci. **15**, 414 (1929). λ 984 — λ 1930, класс. 11 линий. (C)

Takahashi, Ann. d. Physik (5) **3**, 27 (1929). λ 834 — λ 1969, 46 линий, класс. 30. (C)

Bloch and Bloch, Ann. de physique (II) **5**, 325 (1936). λ 1361 — λ 1928, 4 линии. (C)

Zn III

I.P. 39.5 (KS)

Mazumder, Ind. J. Phys. **10**, 171 (1936). λ 498 — λ 1975, класс. 226 линий. (C)

Bloch and Bloch, Ann. de physique (II) **5**, 325 (1936). λ 678 — λ 1981, 54 линии. (B и C).

Zn IV

Bloch and Bloch, Ann. de physique (II) **5**, 325 (1936). λ 467 — λ 1900, 107 линий, класс. 32. (B и C)

Абсорбция

Beutler and Guggenheimer, Zeits. f. Physik **87**, 176 (1933). λ 714 — λ 1109, класс. 24 линии.

Галлий 31.

Ga Основная

Lang, Phys. Rev. **30**, 762 (1927). λ 1455 — λ 1538, 12 линий. (C)

Ga I (L) I.P. 5.97 (BG)

I.P. 20.43

Sawyer and Lang, Phys. Rev. **34**, 712 (1929). λ 829 — λ 1846, класс. 38 линий. (C)

Ga III

I.P. 30.6 (BG)

Lang, Phys. Rev. **30**, 762 (1927). λ 632 — λ 1535, класс. 9 линий. (C)

Ga IV

I.P. 63.8 (KS)

Mask, Laporte and Lang, Phys. Rev. **31**, 748 (1928). λ 422 — λ 1466, класс. 39 линий. (C)

Германий 32.

- Ge I I.P. 7.89 (M)
 Gartlein, Phys. Rev. **31**, 782 (1928). λ 1874 — λ 2000, 27 линий, класс. 21. (C)
 K. R. Rao, Proc. Roy. Soc. **A124**, 465 (1929). λ 1639 — λ 1999, 77 линий, класс. 64. (C)
- Ge II I.P. 16 (M)
 Lang, Phys. Rev. **34**, 697 (1929). λ 999 — λ 1649, класс. 18 линий. (C)
- Ge III I.P. 34.07
 Lang, Phys. Rev. **34**, 697 (1929). λ 543 — λ 1978, класс. 48 линий. (C)
- Ge IV I.P. 45.5 (BG)
 Lang, Phys. Rev. **34**, 697 (1929). λ 440 — λ 1648, класс. 19 линий. (C)
- Ge V I.P. 93.0
 Kruger and Shoup, Phys. Rev. **46**, 124 (1934). λ 295 — λ 305, класс. 3 линии. (B)
 Mack, Laporte and Lang, Phys. Rev. **31**, 748 (1928). λ 943 — λ 1222, класс. 33 линий. (C)

Мышьяк 33.

- As Основная
 Queney, J. de phys. et rad. (6) **10**, 448 (1929). λ 711 — λ 2000, 238 линий, класс. 16. As IV, V. (C)
- As I I.P. 10.5
 A. S. Rao, Proc. Phys. Soc. **44**, 594 (1932). λ 1313 — λ 1945, 161 линии, класс. 126. (C)
- As II I.P. 20.1*
 A. S. Rao, Proc. Phys. Soc. **44**, 343 (1932). λ 932 — λ 1769, 46 линий, включённых в Ind. J. Phys. (1933). (C)
 * A. S. Rao, Ind. J. Phys. **7**, 561 (1933). λ 803 — λ 1769, класс. 68 линий. (C)
- As III I.P. 28.0 (BG)
 K. R. Rao, Proc. Phys. Soc. **43**, 68 (1931). λ 604 — λ 1274, класс. 19 линий. (B)
 Pattabhiramiah and A. S. Rao, Ind. J. Phys. **3**, 437 (1929). λ 866 — λ 1750, класс. 12 линий. (C)
- As IV I.P. 49.9
 K. R. Rao, Proc. Roy. Soc. **A134**, 604 (1932). λ 530 — λ 1481, класс. 45 линий. (B и C)
 Queney, J. de phys. et rad. (6) **10**, 448 (1929). λ 742 — λ 981, класс. 12 линий. (C)
- As V I.P. 62.5 (BG)
 Queney, J. de phys. et rad. (6) **10**, 448 (1929). λ 715 — λ 1030, класс. 4 линий. (C)
 Sawyer and Humphreys, Phys. Rev. **32**, 583 (1928). λ 601 — λ 1057, класс. 9 линий. (C)
- As VI I.P. 126.9
 Kruger and Shoup, Phys. Rev. **46**, 124 (1934). λ 219 — λ 233, класс. 4 линии. (B)
 Pattabhiramiah and A. S. Rao, Zeits. f. Physik **53**, 587 (1929). λ 812 — λ 1016, класс. 29 линий. (C)

Селен 34.

Se Основная

K. R. Rao and Murti, Proc. Roy. Soc. **A145**, 694 (1934). $\lambda 561 - \lambda 861$, 44 линии. (B)Goudet, J. de phys. et rad. (7) **6**, 433 (1935). $\lambda 332 - \lambda 1294$, 500 линий, 238 указаны как слабые. (B)Lacroute, J. de phys. et rad. (6) **9**, 180 (1928). $\lambda 1234 - \lambda 1994$, 68 линий. (C)

Se I

I.P. 9.70*

Ruedy and Gibbs, Phys. Rev. **46**, 880 (1934). $\lambda 1314 - \lambda 1995$, 135 линий, класс. 108. (A)K. R. Rao and Murti, Proc. Roy. Soc. **A145**, 694 (1934). $\lambda 1413 - \lambda 1995$, 47 линий, класс. 27. (B)* Gibbs and Ruedy, Phys. Rev. **40**, 204 (1932). $\lambda 1607 - \lambda 1961$, 10 линий с ориентировочными длинами волн, включенные в работу Ruedy and Gibbs, Phys. Rev. 1934.

Se II

I.P. 21.3, 21.6*

Martin, Phys. Rev. **48**, 938 (1935) $\lambda 695 - \lambda 1657$, класс. 127 линий. (A)* Krishnamurti and K. R. Rao, Proc. Roy. Soc. **A149**, 56 (1935). $\lambda 746 - \lambda 1667$, класс. 50 линий. (B)Goudet, J. de phys. et rad. (7) **6**, 433 (1935). $\lambda 746 - \lambda 1294$, 38 линий. (B)Bloch and Bloch, J. de phys. et rad. (7) **6**, 441 (1935). Классификация.

Se III

I.P. 33.93*

Badami and K. R. Rao, Proc. Roy. Soc. **A140**, 387 (1933). $\lambda 685 - \lambda 1126$, класс. 56 линий. (B)* K. R. Rao and Murti, Proc. Roy. Soc. **A145**, 681 (1934). $\lambda 518 - \lambda 1993$, 88 линий, класс. 39. (B)Goudet, J. de phys. et rad. (7) **6**, 433 (1935). $\lambda 518 - \lambda 1207$, 113 линий. (B)Bloch and Bloch, J. de phys. et rad. (7) **6**, 441 (1935). Классификация.

Se IV

I.P. 47.72

K. R. Rao and Badami, Proc. Roy. Soc. **A131**, 154 (1931). $\lambda 636 - \lambda 1967$, класс. 24 линии. (B)Goudet, J. de phys. et rad. (7) **6**, 433 (1935). $\lambda 636 - \lambda 1167$, 18 линий. (B)

Se V

I.P. 72.8

K. R. Rao and Badami, Proc. Roy. Soc. **A131**, 154 (1931). $\lambda 506 - \lambda 1150$, класс. 22 линии. (B и C)K. R. Rao and Murti, Proc. Roy. Soc. **A145**, 694 (1934). $\lambda 675$, класс. 1 линия. (B)Goudet, J. de phys. et rad. (7) **6**, 433 (1935). $\lambda 505 - \lambda 1228$, 20 линий. (B)

Se VI

I.P. 81.4*

Goudet, J. de phys. et rad. (7) **6**, 433 (1935). $\lambda 453 - \lambda 887$, 7 линий. (B)* Sawyer and Humphreys, Phys. Rev. **32**, 583 (1928). $\lambda 453 - \lambda 887$, класс. 7 линий. (B)

Se VII

I.P. 165.5*

K. R. Rao and Murti, Proc. Roy. Soc. **A145**, 694 (1934). $\lambda 760 - \lambda 819$, класс. 4 линии. (B)* Kruger and Shourpp, Phys. Rev. **46**, 124 (1934). $\lambda 171 - \lambda 181$, класс. 4 линии. (B)Goudet, J. de phys. et rad. (7) **6**, 433 (1935). $\lambda 561 - \lambda 861$, 42 линии. (B)

Бром 35.

Br Основная

Goudet, Comptes Rendus **185**, 1270 (1927). $\lambda 1302 - \lambda 1943$, 101 линия. (C), 12*

Lacroute, Ann. de physique (II) **3**, 5 (1935). λ 646— λ 1994, 135] линий, 122 указаны как слабые. (C)

Br I I.P. 11.80 (BG), 12.2*

Lacroute, Ann. de physique (II) **3**, 5 (1935). λ 1385— λ 1730, 23 линии. (C)

*de Bruin and Kiess, Science **69**, 360 (1929). Классификация.

Br II I.P. 19.1 (B)

Lacroute, Ann. de physique (II) **3**, 5 (1935). λ 851— λ 1981, 50 линий. (C)

Bloch, Bloch and Lacroute, Comptes Rendus **199**, 41 (1934). Термы.

Br III I.P. 35.7

K. R. Rao and Krishnamurti, Proc. Roy. Soc. **A161**, 38 (1937). λ 666— λ 818, класс. 15 линий. (B)

Lacroute, Ann. de physique (II) **3**, 5 (1935). λ 649— λ 1994, 49 линий. (C)

Br IV I.P. 50

A. S. Rao and Krishnamurti, Proc. Phys. Soc. **46**, 531 (1934). λ 538— λ 736, класс. 39 линий. (B)

Br V

A. S. Rao and K. R. Rao, Proc. Phys. Soc. **46**, 163 (1934). λ 482— λ 856, класс. 12 линий. (B)

Br VI

A. S. Rao and K. R. Rao, Proc. Phys. Soc. **46**, 163 (1934). λ 499— λ 940, класс. 14 линий. (B)

Br VII

A. S. Rao and K. R. Rao, Proc. Phys. Soc. **46**, 163 (1934). λ 502— λ 780, класс. 35 линий. (B)

Br VIII I.P. 208.8

Kruger and Shoupp, Phys. Rev. **46**, 124 (1934). λ 138, λ 140, класс. 2 линии. (B)

Криптон 36.

Kr I I.P. 13.94

Boysce, Phys. Rev. **47**, 718 (1935). λ 945— λ 1235, класс. 10 линий. (A)

Kr II I.P. 24.47

Boysce, Phys. Rev. **47**, 718 (1935). λ 554— λ 964, класс. 82 линии. (A)

Kr III I.P. 36.8

Boysce, Phys. Rev. **47**, 718 (1935). λ 516— λ 1923, класс. 138 линий. (A)

Kr IV

Boysce, Phys. Rev. **47**, 718 (1935). λ 805— λ 842, класс. 3 линии. (B)

Абсорбция

Beutler, Zeits. f. Physik **93**, 177 (1935). λ 850— λ 1003, класс. 29 линий.

Рубидий 37.

Rb Основная

Ricard and Valancogne, Comptes Rendus **207**, 1093 (1938). λ 1046— λ 2000, 92 линии. (C)

Rb I (L) I.P. 4.16 (BG)
 Rb II I.P. 27.3
 Laporte, Miller and Sawyer, Phys. Rev. **38**, 843 (1931). λ 697 — λ 741.
 класс. 3 линии. (C)

Rb III
 Tomboulia, Phys. Rev. **54**, 350 (1933). λ 482 — λ 815, класс. 30 линий. (B)

Абсорбция

Beutler, Zeits. f. Physik **91**, 131 (1934). λ 595 — λ 810, класс. 39 линий.

Стронций 38.

Sr I (L) I.P. 5.67 (BG)
 Sr II I.P. 10.98 (BG)
 Saunders, Schneider and Buckingham, Proc. Nat. Acad. Sci. **30**,
 291 (1934). λ 1483 — λ 1996, класс. 18 линий. (A)

Sr IV
 Tomboulia, Phys. Rev. **54**, 350 (1933). λ 358 — λ 710, класс. 29 линий. (B)

Итрий 39.

Y Основная
 McLennan and Liggett, Trans. Roy. Soc. Canada **20**, 372 (1926). 1788,
 1 линия. (C)

Y I (X) I.P. 6.5 (BG)
 Y II (X) I.P. 12.3 (BG)
 Russell and Meggers, Bur. Stand. J. Research **2**, 733 (1929). Термы.

Y III I.P. 20.4 (BG)
 Bowen and Millikan, Phys. Rev. **28**, 923 (1926). λ 989, λ 996 — класс.
 2 линии. (C)
 Russell and Meggers, Bur. Stand. J. Research **2**, 733 (1929). Термы.

Y V I.P. 76.5
 Paul and Rense, Phys. Rev. **56**, 1110 (1939). λ 314 — λ 629, класс. 41 ли-
 ния. (B)

Циркон 40.

Zr I (X) I. P. 6.92 (BG)
 Zr II I. P. 13.97
 Kiess and Kiess, Bur. Stand. J. Research **5**, 1205 (1930). λ 1744 — λ 1999,
 класс. 21 линия. (A).

Zr III I. P. 24.00
 Kiess and Lang, Bur. Stand. J. Research **5**, 305 (1930). λ 756 — λ 1990,
 класс. 61 линия. (B)

Zr IV I. P. 33.83
 Kiess and Lang, Bur. Stand. J. Research **5**, 305 (1930). λ 629 — λ 1608,
 класс. 12 линий. (B)

Zr VI I. P. 98.4
 Paul and Rense, Phys. Rev. **56**, 1110 (1939). λ 237 — λ 538, класс. 46 ли-
 ний. (B)

Колумбий 41.

Cb Основная

McLennan and Liggett, Trans. Roy. Soc. Canada **20**, 377 (1926). λ 1590 — λ 1983, 71 линий. (C)

Cb I (O)

I. P. 24.2 (B)

Eliason, Phys. Rev. **43**, 745 (1933). λ 1423 — λ 1600, класс. 26 линий. (B)

Cb IV

I. P. 38.1

Lang, Zeeman Verh. (The Hague, 1935), p. 44. λ 542 — λ 1978, класс. 95 линий. (A)

Cb V

I. P. 49.3 (B)

Trawick, Phys. Rev. **46**, 63 (1934). λ 465 — λ 1877, класс. 12 линий. (B)**Молибден 42.**

Mo I (X)

I. P. 7.35 (BG)

Mo IV

Eliason, Phys. Rev. **43**, 745 (1933). λ 856 — λ 1995, класс. 41 линия. (B)

Mo V

Trawick, Phys. Rev. **48**, 223 (1935). λ 410 — λ 1849, класс. 91 линия. (A)

Mo VI

Trawick, Phys. Rev. **46**, 63 (1934). λ 373 — λ 1576, класс. 12 линий. (B)**Рутений 44 (O).**

Ru I (X)

I. P. 7.7 (M)

Родий 45 (O).

Rh I (X)

I. P. 7.7 (BG)

Палладий 46.

Pd I

I. P. 8.3 (BG)

Shenstone, Phys. Rev. **36**, 669 (1930). λ 1946 — λ 1993, 9 линий. класс 7. (C)

Pd II

I. P. 19.8

Shenstone, Phys. Rev. **32**, 30 (1928). λ 1212 — λ 2000, класс. 53 линий. (C)**Серебро 47.**

Ag Основная

Bloch, Bloch and Farineau, J. de phys. et rad. (7) **3**, 437 (1932). λ 260 — λ 1321, 727 линий. (B и C)Bloch and Bloch, J. de phys. et rad. (6) **6**, 157 (1925). λ 1389 — λ 1890, 298 линий. (C)Selwyn, Proc. Phys. Soc. **41**, 392 (1929). λ 1709 — λ 1995, 3 линии. (C)

Ag I

I. P. 7.54 (BG)

Shenstone, Phys. Rev. **57**, 894 (1940). λ 1507 — λ 1850, класс. 14 линий. (A)

Ag II

I. P. 21.9 (BG), 21.4*

Shenstone, Phys. Rev. **31**, 317 (1928). λ 1933 — λ 1994, класс. 2 линии. (C)Menzies, Proc. Roy. Soc. **A122**, 134 (1929). λ 1107 — λ 1196, класс. 3 линии. (C)* Gilbert, Phys. Rev. **47**, 847 (1935). λ 729 — λ 1999, класс. 111 линий. (C)

Ag III I. P. 39.5
 Gilbert, Phys. Rev. **48**, 338 (1935). $\lambda 710 - \lambda 2000$, класс. 193 линии. (C)

Абсорбция

Paul, Phys. Rev. **52**, 923 (1937). $\lambda 1032 - \lambda 1893$, 21 линия.

Кадмий 48.

Cd Основная

Bloch and Bloch, Comptes Rendus **201**, 137 (1935). $\lambda 493 - \lambda 547$, 20 линий, включённых в Ann. de physique. 1936. (B)

Bloch and Bloch, Ann. d. physique (II) **5**, 325 (1936). $\lambda 212 - \lambda 1996$, 906 линий, 125 указаны как слабые. (B и C)

Selwyn, Proc. Phys. Soc. **41**, 392 (1929). $\lambda 1669 - \lambda 1820$, 3 линии. (C)

Cd I (Q) I. P. 8.96 (BG)

Cd II I. P. 16.84

Takahashi, Ann. d. Physik (5) **3**, 27 (1929). $\lambda 711 - \lambda 1995$, 96 линий, класс. 51. (C)

Cd III I. P. 38.0 (KS)

Bloch and Bloch, Ann. de physique (II) **5**, 325 (1936). $\lambda 677 - \lambda 1944$, 33 линии. (B и C)

Gibbs and White, Phys. Rev. **31**, 776 (1928). $\lambda 677 - \lambda 1943$, класс. 35 линий. (C)

McLennan, McLay and Crawford, Trans. Roy. Soc. Canada **22**, 45 (1928). $\lambda 1470 - \lambda 1943$, класс. 31 линия. (C)

Cd IV I. P. 31.53

Bloch and Bloch, Ann. de physique (II) **5**, 325 (1936). $\lambda 495 - \lambda 1930$, 124 линии, класс. 32. (B и C)

Абсорбция

Beutler, Zeits. f. Physik **87**, 19 (1933). $\lambda 683 - \lambda 1023$, 27 линий.

Индий 49.

In I (L) I. P. 5.76 (BG)

In II I. P. 18.79

Lang and Sawyer, Zeits. f. Physik **71**, 453 (1931). $\lambda 681 - \lambda 1977$, класс. 76 линий. (A)

In III I. P. 27.9 (BG)

Lang, Proc. Nat. Acad. Sci. **13**, 341 (1927). $\lambda 686 - \lambda 1749$, класс. 11 линий. (C)

Lang, Proc. Nat. Acad. Sci. **15**, 414 (1929). $\lambda 882 - \lambda 1744$, класс. 5 линий. (C)

In IV. I. P. 57.8 (KS)

Gibbs and White, Phys. Rev. **31**, 776 (1928). $\lambda 472 - \lambda 1726$, класс. 36 линий. (C)

Олово 50.

Sn I I. P. 7.297

Meggers, J. Research Nat. Bur. Stand. **24**, 153 (1940). $\lambda 1697 - \lambda 2000$, 80 линий, класс. 56. (A)

Sn II

I. P. 14.56

McCarwik and Sawyer, Phys. Rev. **54**, 71 (1938). λ 888 — λ 1900, класс. 32 линий. (A)

Sn III

I. P. 30.5 (BG), 30

Green and Loring, Phys. Rev. **30**, 675 (1927). λ 1161 — λ 1818, класс. 9 линий. (C)

Gibbs and Vieweg, Phys. Rev. **34**, 400 (1929). λ 744 — λ 1992, класс. 35 линий. (C)

Sn IV

I. P. 39.4 (BG)

Lang, Proc. Nat. Acad. Sci. **13**, 341 (1927). λ 956 — λ 1438, класс. 9 линий. (C)

Lang, Proc. Nat. Acad. Sci. **15**, 414 (1929). λ 500 — λ 710, класс. 8 линий. (C)

Sn V

I. P. 80.7 (KS)

Gibbs and White, Proc. Nat. Acad. Sci. **14**, 345 (1938). λ 356 — λ 1535, класс. 34 линий. (C)

Сурьма 51.

Sb Основная

Bloch and Bloch, J. de phys. et rad. (7) **8**, 217 (1937). λ 263 — λ 1997, 448 линий, 188 указаны как слабые. (B и C)

Sb I

I. P. 8.35

Bloch and Bloch, J. de phys. et rad. (7) **8**, 217 (1937). λ 1699 — λ 1971, 6 линий. (C)

Sb II

I. P. 18

Lang and Vestine, Phys. Rev. **42**, 233 (1932). λ 691 — λ 1991, 99 линий, класс. 60. (B)

Krishnamurti, Ind. J. Phys. **10**, 83 (1936). λ 876 — λ 1875, класс. 20 линий. (C)

Bloch and Bloch, J. de phys. et rad. (7) **8**, 217 (1937). λ 900 — λ 1991, 87 линий. (C)

Sb III

I. P. 24.7 *

Bloch and Bloch, J. de phys. et rad. (7) **8**, 217 (1937). λ 691 — λ 1946, 37 линий. (B и C)

Pattabhiramiah and A. S. Rao, Ind. J. Phys. **3**, 437 (1929). λ 1814, λ 1840, класс. 2 линии. (C)

* Lang, Phys. Rev. **35**, 445 (1930). λ 691 — λ 1947, класс. 35 линий. (C)

Sb IV

I. P. 44 (BG), 42 *

Bloch and Bloch, J. de phys. et rad. (7) **8**, 217 (1937). λ 517 — λ 1915, 45 линий. (B и C)

* Green and Lang, Proc. Nat. Acad. Sci. **14**, 706 (1928). λ 805 — λ 1514, класс. 19 линий. (C)

Gibbs and Vieweg, Phys. Rev. **34**, 400 (1929). λ 456 — λ 1667, класс. 35 линий. (C)

Badami, Proc. Phys. Soc. **43**, 538 (1931). λ 1358 — λ 1915, класс. 5 линий. (C)

Sb V

I. P. (BG)

Bloch and Bloch, J. de phys. et rad. (7) **8**, 217 (1937). λ 831 — λ 1906, 13 линий. (B и C)

Lang, Proc. Nat. Acad. Sci. **13**, 341 (1927). λ 746 — λ 1525, класс. 9 линий. (C)

Badami, Proc. Phys. Soc. **43**, 538 (1931). Термы.

- Sb VI I. P. 107.1
 Kruger and Shoupp, Phys. Rev. **46**, 124 (1934). λ 279 — λ 293, класс. 4 линии. (B)
 Bloch and Bloch, J. de phys. et rad. (7) **8**, 217 (1937); Comptes Rendus **204**, 424 (1937). λ 280 — λ 1338, класс. 30 линий. (B и C)
 Schoepfle, Phys. Rev. **43**, 742 (1933). λ 883 — λ 1332, класс. 31 линия. (C)

Теллур 52.

- Te Основная.
 Bloch and Bloch, J. de phys. et rad. (7) **6**, 441 (1935). λ 157 — λ 1312, 521 линия, 87 указаны как слабые. (B)
 Lacroute, J. de phys. et rad. (6) **9**, 180 (1928). λ 1256 — λ 1998, 93 линии. (C)
 Bloch and Bloch, Comptes Rendus **208**, 336 (1939). λ 110 — λ 332, 108 линий. (B)

- Te I I. P. 8.96 (M)
 Krishnamurty, Ind. J. Phys. **10**, 365 (1936). λ 1555 — λ 1995, 24 линии, класс. 22. (C)
 Bartelt, Zeits. f. Physik **88**, 522 (1934). Классификация.

- Te III I. P. 30.5*
 Bloch and Bloch, J. de phys. et rad. (7) **6**, 441 (1935). λ 840 — λ 1145, 34 линии. (B)
 * Krishnamurty, Proc. Roy. Soc. **A151**, 178 (1935). λ 839 — λ 1145, класс. 37 линий. (B)
 Krishnamurty and K. R. Rao, Proc. Roy. Soc. **A158**, 562 (1937). λ 612 — λ 1805, класс. 27 линий. (B)

- Te IV I. P. 37.7
 K. R. Rao, Proc. Roy. Soc. **A133**, 220 (1931). λ 749 — λ 1459, класс. 17 линий. (B)
 Bloch and Bloch, de phys. et rad. (7) **6**, 441 (1935). λ 749 — λ 1197, 15 линий. (B)

- Te V. I. P. 60.0 (BG)
 Bloch and Bloch, J. de phys. et rad. (7) **6**, 441 (1935) λ 359 — λ 1282, 24 линии, класс. 5. (B)
 Gibbs and Vieweg, Phys. Rev. **34**, 400 (1929). λ 603 — λ 1550, класс. 23 линии. (C)

- Te VI I. P. 72.0
 K. R. Rao, Proc. Roy. Soc. **A133**, 220 (1931). λ 540 — λ 1314, класс. 10 линий. (B)
 Bloch and Bloch, J. de phys. et rad. (7) **6**, 441 (1935). λ 242 — λ 1071, 13 линий, класс. 6. (B)
 Lang, Proc. Nat. Acad. Sci. **13**, 341 (1927). λ 954, λ 1078, класс. 2 линии. (C)

- Te VII I. P. 136.5
 Kruger and Shoupp, Phys. Rev. **46**, 124 (1934). λ 227 — λ 224, класс. 6 линий. (B)
 Bloch and Bloch, J. de phys. et rad. (7) **6**, 411 (1935). λ 804 — λ 1123, 12 линий. (B)
 Bloch and Bloch, J. de phys. et rad. (7) **8**, 217 (1937); Comptes Rendus **204**, 424 (1937). λ 228 — λ 1189, класс. 24 линии. (B)
 Schoepfle, Phys. Rev. **43**, 742 (1933), λ 784 — λ 1124, класс. 24 линии. (C)

Иод 53.

J Основная

Bloch, Bloch and Felici, J. de phys. et rad. (7) 8, 355 (1937). λ 190 — λ 1010 — 438 линий, 290 указаны как слабые. (B)
 McLeod, Phys. Rev. 49, 804 (1936). λ 809 — λ 1876, 223 линии. (B и C).
 Lacroute, Ann. de physique (II) 3, 5 (1935). λ 766 — λ 1999, 406 линий, 265 указаны как слабые. (C)

J I.

I. P. 10.2 (M)

Lacroute, Ann. de physique (II) 3, 5 (1935). λ 1493 — λ 1876, 15 линий. (C)
 Deb, Proc. Roy. Soc. A139, 380 (1933). Классификация.

J II

I. P. 19.4*

Bloch, Bloch and Felici, J. de phys. et rad. (7) 8, 355 (1937). λ 480 — 995, 139 линий, класс. 13. (B)
 Kalia, Ind. J. Phys. 9, 179 (1934). λ 1275 — λ 1982, 105 линий. (C)
 *Lacroute, Ann. de physique (II) 3, 5 (1935). λ 766 — λ 1999, 148 линий, класс. 42. (C)
 Murakawa, Zeits. f. Physik 109, 162 (1938). Классификация.

J III

Bloch, Bloch and Felici, J. de phys. et rad. (7) 8, 355 (1937). λ 436 — λ 1004, 93 линии. (B)
 Lacroute, Ann. de physique (II) 3, 5 (1935). λ 767 — λ 1999, 102 линии. (C)

J IV и выше

Bloch, Bloch and Felici, J. de phys. et rad. (7) 8, 355 (1937). λ 483 — λ 953, 45 линий. (B)

J VIII

I. P. 169.1

Kruger and Shoup, Phys. Rev. 46, 124 (1934). λ 190 — λ 202, класс. 4 линии. (B)
 Bloch, Bloch and Felici, J. de phys. et rad. (7) 8, 355 (1937). λ 190, λ 194 — класс. 2 линии. (B)

Абсорбция

McLeod, Phys. Rev. 45, 802 (1934). λ 1420 — λ 1830, 8 линий.

Ксенон 54.

Xe I

I. P. 12.078

Boyce, Phys. Rev. 49, 730 (1936). λ 1192 — λ 1469, класс. 4 линии. (A)
 Abbink and Dorgelo, Zeits. f. Physik 47, 221 (1928). λ 1027 — λ 1469, 15 линий. (C)

Xe II

I. P. 21.1

Boyce, Phys. Rev. 49, 730 (1936). λ 740 — λ 1244, класс. 20 линий. (B). Для контроля и производства анализов см: Humphreys, J. Research Nat. Bur. Stand. 22, 19 (1939).
 Déjardin, Ann. de physique (10) 13, 83 (1930). λ 1881 — λ 1997, 26 линий. (C)

Xe III

I. P. 32.0

Boyce, Phys. Rev. 49, 730 (1936). λ 627 — λ 1978, класс. 128 линий. (A)

Xe IV

Déjardin, Ann. de physique (10) 13, 82 (1930). λ 1881 — λ 1999, 49 линий. (C)

Абсорбция

Beutler, Zeits. f. Physik **93**, 172 (1935). λ 926 — λ 996, класс. 18 линий.

Цезий 55.

- Cs I (L) I. P. 3.87 (BG)
 Cs II I. P. 23.4
 Laporte, Miller and Sawyer, Phys. Rev. **39**, 458 (1932). λ 612 — λ 927,
 8 линий, включённых в Olthoff and Sawyer, Phys. Rev. **42**, (C)
 Olthoff and Sawyer, Phys. Rev. **42**, 766 (1932). λ 607 — λ 927, класс.
 9 линий. (C)
 Ricard, Givord and George, Comptes Rendus **205**, 1229 (1937). λ 1179 —
 λ 1501, класс. 3 линий. (C)
 Cs III I. P. 35 (B)
 Fitzgerald and Sawyer, Phys. Rev. **46**, 576 (1934). λ 530 — λ 878, класс.
 17 линий. (C)

Абсорбция

Beutler and Guggenheimer, Zeits. f. Physik **88**, 25 (1934). λ 640 —
 λ 1008, 128 линий.

Барий 56.

- Ba I (L) I. P. 5.19 (BG)
 Ba II I. P. 96 (BG)
 Saunders, Schneider and Buckingham, Proc. Nat. Acad. Sci. **20**,
 291 (1934). λ 1398 — λ 1986, класс. 26 линий. (A)
 Ba III (O) I. P. 35.5 (B)
 Ba IV
 Fitzgerald and Sawyer, Phys. Rev. **46**, 576 (1934). λ 570 — λ 740, класс.
 13 линий. (C)

Лантан 57.

- La Основная
 McLennan and Liggett, Trans. Roy. Soc. Canada **20**, 377 (1926). λ 1699 —
 λ 1858, 3 линии. (C)
 La I (L) I. P. 5.59 (RM)
 La II (X) I. P. 11.38 (RM)
 La III I. P. 19.1 (RM)
 Lang, Can. J. Research **A13**, 1 (1935). λ 1082 — λ 1462, класс. 5 линий. (B)
 Lang, Can. J. Research **A14**, 43 (1936). Исправления к Can. J. Research
 (1935).

Церий 58.

- Ce I (L) I. P. 6.5 (оценка)
 Ce II (X) I. P. 12.3 (оценка)
 Ce III I. P. 20
 Russell, King and Lang, Phys. Rev. **52**, 456 (1937). λ 1680 — λ 1987, класс.
 31 линия. (B)
 Ce IV I. P. 33.3
 Lang, Can. J. Research **A13**, 1 (1935). λ 900 — λ 1881, класс. 11 линий. (B)
 Lang, Can. J. Research **A14**, 127 (1936). λ 447 — λ 1937, класс. 22 линии. (B)

Lang, Phys. Rev. **49**, 552 (1936). $\lambda 742 - \lambda 1915$, класс. 4 линии, включённые в Can. J. Research **14** (1933). (B)
 Badami, Proc. Phys. Soc. **43**, 53 (1931). $\lambda 1335 - \lambda 1950$, класс. 2 линии. (A)

Празеодим 59.

Pr Основная

McLennan and Liggett, Trans. Roy. Soc. Canada **20**, 377 (1926). $\lambda 1533 - \lambda 1961$, 3 линии. (C)

Pr I (L)

I. P. 5.7 (оценка)

Неодим 60.

Nd Основная

McLennan and Liggett, Trans. Roy. Soc. Canada **20**, 377 (1926). $\lambda 1626$, 1 линия. (C)

Nd I (L)

5.7 (оценка)

Самарий 62.

Sm I (L)

I. P. 5.64 (M+)

Европий 63.

Eu I (L)

I. P. 5.64 (B)

Eu II (X)

I. P. 11.4 (M)

Гадолиний 64.

Gd I (L)

I. P. 6.6 (оценка)

Тербий 65.

Tb I (L)

I. P. 6.7 (оценка)

Диспрозий 66.

Dy I (L)

I. P. 6.8 (оценка)

Голмий 67 (O)**Эрбий 68 (O)****Тулий 69 (O)****Итербий 70.**

Yb I (L)

I. P. 6.23 (M)

Yb II (X)

I. P. 12.05 (M)

Лютеций 71 (O)**Гафний 72.**

Hf I (O) Hf II

I. P. 14.8

Meggers and Scribner, Bur. Stand. J. Research **13**, 625 (1934). $\lambda 1623 - \lambda 1993$, класс. 20 линий. (B)

Тантал 73 (O)

Вольфрам 74.

W Основная

Bloch and Bloch, J. de phys. et rad. **6**, 105 (1925). λ 1453 — λ 1878, 409 линий. (C)Ba yen, Comptes Rendus **180**, 57 (195). λ 1873 — λ 1999, 75 линий. (C)

W I (O) 8.1 (M)

W II

Laun, J. Research Nat. Bur. Stand. **21**, 207 (1938). λ 1961 — λ 2000, класс. 4 линий. (B)

Рений 75.

Re I (O) I. P. 7.85 (M)

Осмий 76.

Os I (O) I. P. 8.7 (M)

Иридий 77 (O)

Платина 78.

Pt Основная.

Bloch and Bloch, J. de phys. et rad. **6**, 154 (1925). λ 1330 — λ 1912, 461 линия. (C)

Pt I I. P. 8.9

Livingood, Phys. Rev. **34**, 185 (1929). λ 1929 — λ 1996, 11 линий, класс. 4 (C)

Pt II I. P. 18.47

Shenstone, Phil. Trans. Roy. Soc. **A237**, 453 (1938). λ 976 — λ 1998, класс. 352⁺ линий. (A)

Золото 79.

Au Основная

Bloch and Bloch, J. de phys. et rad. **6**, 154 (1925). λ 1342 — λ 1930, 386 линий. (C)McLennan and Liggett, Trans. Roy. Soc. Canada **20**, 377 (1926). λ 1553 — λ 1997, 100 линий. (C)Selwyn, Proc. Phys. Soc. **41**, 392 (1929). λ 1647 — λ 1992, 36 линий, 22 указаны как слабые. (C)Bloch and Bloch and Farineau, J. de phys. et rad. (7) **3**, 437 (1932). λ 296 — λ 1342, 510 линий. (B и C).

Au I I. P. 9.20 *

Selwyn, Proc. Phys. Soc. **41**, 392 (1929). λ 1647 — 1952, класс. 7 линий. (C)* McLennan and McLay, Proc. Roy. Soc. **A134**, 35 (1931). λ 1624, λ 1587, класс. 2 линии, и классификация опубликованных материалов. (C)

Au II I. P. 20.0 (B)

McLennan and McLay, Trans. Roy. Soc. Canada **22**, 103 (1928). λ 1398 — λ 1925, класс. 31 линия. (C)Selwyn, Proc. Phys. Soc. **41**, 392 (1929). λ 1674 — λ 1925, класс. 15 линий. (C)Sawyer and Thomson, Phys. Rev. **38**, 2293 (1931). λ 1167 — λ 1362, класс. 3 линии. (C)B. V. R. Rao, Proc. Roy. Soc. **A142**, 118 (1933). Классификация.Mask and Fromer, Phys. Rev. **48**, 357 (1935). Классификация.

Ртуть 80.

Hg Основная

Bloch and Bloch, *Ann. de physique* (II) **6**, 561 (1936). λ 223 — λ 1628, 1397 линий, 294 указаны как слабые (В и С).

Déjardin, *Ann. de physique* (10) **8**, 424 (1927). λ 1860 — λ 2000, 69 линий указаны как слабые. (С)

Subbaraya, J. Mysore University 7, 100 (1934). Hg II (Журнала в распоряжении не было.)

Hg I

I. P. 10.38 (BG)

Beutler, *Zeits. f. Physik* **84**, 289 (1933). λ 1204 — λ 1435, класс. 17 линий в эмиссии и абсорбции. (В)

Selwyn, *Proc. Phys. Soc.* **41**, 392 (1929). λ 1775 — λ 1849, класс. 3 линии. (С)

Hg II

I. P. 18.672

Paschen, *Preuss. Akad. Wiss. Berlin Ber.* **32**, 536 (1928). λ 893 — λ 1988, 50 линий, класс. 27. (В)

Bloch and Bloch, *Ann. de physique* (II) **6**, 561 (1936). λ 893 — λ 1728, 80 линий. (В и С)

Déjardin, *Ann. de physique* (10) **8**, 424 (1927). λ 1860 — λ 2000, 46 линий. (С)

Naude, *Ann. d. Physik* (5) **3**, 1 (1929). λ 938 — λ 1995, 55 линий, класс. 31. (С)

McLennan, McLay and Crawford, *Proc. Roy. Soc.* **A134**, 41 (1931). λ 1459 — λ 1981, класс. 4 линии и классификация опубликов. материалов. (С)

Venkatasachar and Subbaraya, *Zeits. f. Physik* **73**, 413 (1932). Классификация.

Subbaraya, *Zeits. f. Physik* **73**, 541 (1932). Классификация.

Hg III

I. P. 34.05*

Mack and Fromer, *Phys. Rev.* **48**, 357 (1935). λ 740 — λ 1415, класс. 14 линий. (В)

*Johns, *Can. J. Research* **A15**, 193 (1937). λ 570 — λ 1982, класс. 248 линий. (В)

Bloch and Bloch, *Ann. de physique* (II) **6**, 561 (1936). λ 788 — λ 1728, 146 линий. (В и С)

Déjardin, *Ann. de physique* (10) **8**, 424 (1927). λ 1894 — λ 1995, 10 линий. (С)

Ricard, *J. de phys. et rad.* (7) **7**, 315 (1936). λ 1231 — λ 1383, класс. 5 линий. (С)

Hg IV

Bloch and Bloch, *Ann. de physique* (II) **6**, 561 (1936). λ 997 — λ 1728, 68 линий. (В и С)

Déjardin, *Ann. de physique* (10) **8**, 424 (1927). λ 1831 — λ 1998, 13 линий. (С)

Subbaraya, *Proc. Ind. Acad. Sci.* **A1**, 39 (1934). Классификация.

Абсорбция

Beutler, *Zeits. f. Physik* **84**, 289 (1933). λ 1204 — λ 1435, класс. 17 линий.

Beutler, *Zeits. f. Physik* **86**, 710 (1933). λ 745 — λ 1301, класс. 40 линий.

Талий 81.

Tl Основная

Mack, *Phys. Rev.* **34**, 17 (1929). λ 869 — λ 1070, 86 линий. (С)

Bloch, Bloch and Walden, *J. de phys. et rad.* **10**, 49 (1939). λ 200 — λ 1400. Много линий, преимущественно Tl IV и выше. (В)

- Ti I (L) I. P. 6.07 (BG)
 Ti II I. P. 20.33 *
 Smith, Proc. Nat. Acad. Sci. **14**, 951 (1928). λ 1121 — λ 1909, класс. 20 линий (C)
 * Ellis and Sawyer, Phys. Rev. **49**, 145 (1936). λ 639 — λ 1909, 91 линия, класс. 90. (C)
 Ti III I. P. 29.7 (BG)
 McLennan, McLay and Crawford, Proc. Roy. Soc. **A125**, 50 (1129). λ 1231 — λ 1661, класс. 7 линий. (C)
 Pattabhiramaya and A. S. Rao, Ind. J. Phys. **5**, 407 (1930). Классификация.
 Ti IV I. P. 50.5 (B)
 Mack, Phys. Rev. **34**, 17 (1929). λ 1028 — λ 1964, класс. 13 линий. (C)
 K. R. Rao, Proc. Phys. Soc. **41**, 361 (1939). Классификация.
 Mack and Fromer, Phys. Rev. **48**, 357 (1935). Классификация.

Абсорбция

- Beutler and Demeter, Zeits. f. Physik **91**, 202 (1934). λ 1490, λ 1610, класс. 2 линии.
 Beutler and Demeter, Zeits. f. Physik **91**, 218 (1934). λ 651 — λ 891, класс. 9 линий.

Свинец 82.

- Pb Основная.
 Arvidson, Ann. d. Physik (5) **12**, 787 (1932). λ 251 — λ 1439, 1050 линий, 532 указаны как слабые. (B)

- Pb I I. P. 7.38 (BG)
 Gieseler and Grottrian, Zeits. f. Physik **39**, 377 (1926). λ 1644 — λ 1972, класс. 3 линии. (C)

- Pb II I. P. 14.96 *
 Arvidson, Ann. d. Physik (5) **12**, 787 (1932). λ 1110 — λ 1434, 5 линий. (B)
 * Earls and Sawyer, Phys. Rev. **47**, 115 (1935). λ 840 — λ 1922, класс. 50 линий. (C)

- Pb III I. P. 31.9 (BG)
 Arvidson, Ann. d. Physik (5) **12**, 787 (1932). λ 515 — λ 1439, 45 линий. (B)
 Smith, Phys. Rev. **34**, 393 (1929). λ 709 — λ 1827, класс. 32 линии. (C)
 Smith, Phys. Rev. **36**, 1 (1930) λ 961 — λ 1712, класс. 4 линии. (C)

- Pb IV I. P. 42.11, * 42.0 **
 Arvidson, Ann. d. Physik (5) **12**, 787 (1932). λ 433, λ 1435, 84 линии. (B)
 * Crawford, McLay and Crooker, Proc. Roy. Soc. **A158**, 455 (1937). λ 477 — λ 1982, класс. 12 линий. и класс. опубликованных материалов. (B)
 ** Schoepfle, Phys. Rev. **47**, 232 (1935). λ 1715 — λ 1959, класс. 4 линии и класс. опубликов. материал. (C)

- Pb V I. P. 69.40 *
 Arvidson, Ann. d. Physik (5) **12**, 787 (1932). λ 254 — λ 1418, 219 линий. (B)
 Mack and Fromer, Phys. Rev. **48**, 357 (1935). Классификация.
 * Schoepfle, Phys. Rev. **50**, 533 (1936). Классификация.

- Pb VI и выше
 Arvidson, Ann. d. Physik (5) **12**, 787 (1932). λ 252 — λ 1433, 179 линий. (B)

Абсорбция

Кременевский, С. Р. Acad. Sci U.S.S.R. **3**, 251 (1935). λ 1350 — λ 2000.

Висмут 83.

Bi Основная

Arvidson, Ann. d. Physik (5) **12**, 787 (1932). λ 176 — λ 1487, 928 линий, 336 указаны как слабые. (B)

Bi I I. P. 7.25 (M)

Toshnival, Phil. Mag. (7) **4**, 774 (1927). λ 1902 — λ 1990, 10 линий, класс. 3. (C)

Bi II I. P. 16.6 (B)

Zumstein, Phys. Rev. **38**, 2214 (1931). λ 1777 — λ 1902, класс. 5 линий. (B)

Arvidson, Ann. d. Physik (5) **12**, 787 (1932). λ 1021 λ — 1487, 18 линий. (B)

Crawford and McLay, Proc. Roy. Soc. **A143**, 540 (1934). λ 1186 — λ 1990, класс. 27 линий и класс. опубликованных материалов. (C)

Bi III I. P. 25 (BG)

Arvidson, Ann. d. Physik (5) **12**, 787 (1932). λ 590 — λ 1455, 32 линии. (B)

Crawford and McLay, Proc. Roy. Soc. **A143**, 540 (1934). λ 1363 — λ 1989, класс. 19 линий и класс. опубликованных материалов. (C)

Bi IV I. P. 45.1 (B)

Arvidson, Ann. d. Physik (5) **12**, 787 (1932). λ 353 — λ 1438, 112 линий, класс. 23. (B)

McLay and Crawford, Phys. Rev. **44**, 986 (1933). λ 1723 — λ 1925, класс. 4 линий и класс. опубликованных материалов. (C)

Bi V I. P. 55.7 *

Arvidson, Ann. d. Physik (5) **12**, 787 (1932). λ 234 — λ 1394, 103 линии. (B)

Schoepfle, Phys. Rev. **47**, 232 (1935) Классификация.

Bi VI I. P. 93.97 *

Arvidson, Ann. d. Physik (5) **12**, 787 (1932). λ 176 — λ 128, 163 линии, класс. 8. (B)

Mack and Fromer, Phys. Rev. **48**, 357 (1935). Классификация.

* Schoepfle, Phys. Rev. **50**, 538 (1936). Классификация.

Bi VII и выше

Arvidson, Ann. d. Physik (5) **12**, 787 (1932). λ 265 — λ 309, 38 линий. (B)

Полоний 84 (O)

Rn I (O)

I. P. 10.69 (BG).

Радон 86.

Ra I (L)

I. P. 5.25 (B)

Радий 88.

Ra II I. P. 10.10

Rasmussen, Zeits. f. Physik **86**, 24 (1933). λ 1888 — λ 1976, класс. 4 линии. (C)

Актиний 89 (O)**Торий 90**

Th I (O)

Th IV

I. P. 29.38

Lang, Can. J. Research **14**, 43 (1936). λ 846 — λ 1959. класс. 15 линий. (B)**Протоактиний 91 (O)****Уран 92 (O)**
