

АКЦИОНЕРНОЕ ОБЩЕСТВО "ГОСУДАРСТВЕННЫЙ НАУЧНЫЙ  
ЦЕНТР РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ ТРОИЦКИЙ ИНСТИТУТ  
ИННОВАЦИОННЫХ И ТЕРМОЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ"

На правах рукописи

Занозина Екатерина Михайловна

**Ридберговские инфракрасные спектры  
атомов металлов,  
полученные в результате лазерной абляции**

01.04.05 – Оптика

ДИССЕРТАЦИЯ

на соискание ученой степени

кандидата физико-математических наук

Научный руководитель

к. ф.-м. н.

Чернов В.Е.

г. Москва – 2015

# Содержание

<b>Введение. Общая характеристика работы</b> . . . . .	4
<b>Глава 1. Современные приложения техники лазерной абляции и методов ИК Фурье-спектроскопии</b> . . . . .	11
1.1. Инфракрасная спектроскопия в астрофизике . . . . .	12
1.2. Описание работы Фурье спектрометра с временным разрешением в инфракрасном диапазоне . . . . .	15
<b>Глава 2. Описание используемых методов</b> . . . . .	22
2.1. Обработка экспериментальных данных . . . . .	22
2.2. Расчёт вероятностей переходов . . . . .	34
2.3. Описание программного кода . . . . .	40
2.4. Сводка результатов второй главы . . . . .	42
<b>Глава 3. Щелочные атомы – Li, Na, Rb</b> . . . . .	44
3.1. Литий Li I . . . . .	44
3.2. Натрий Na I . . . . .	57
3.3. Рубидий Rb I . . . . .	68
3.4. Выводы ко третьей главе . . . . .	77
<b>Глава 4. Атомы с более сложным спектром – Ca, Mg, Sr, Zn, In</b> . . . . .	78
4.1. Кальций Ca I . . . . .	78
4.2. Магний Mg I . . . . .	85
4.3. Стронций Sr I . . . . .	89
4.4. Цинк Zn I . . . . .	100
4.5. Индий In I . . . . .	112

4.6. Выводы к четвертой главе . . . . .	119
<b>Заключение . . . . .</b>	<b>121</b>
<b>Литература . . . . .</b>	<b>123</b>
<b>Приложение А. Таблицы дипольных моментов . . . . .</b>	<b>150</b>

## Введение. Общая характеристика работы

**Актуальность работы** Техника импульсной лазерной абляции и осаждения широко используется в современных экспериментах и исследованиях. Лазерная плазма, индуцированная сравнительно низкими потоками (около  $10 \text{ Дж/см}^2$ ) имеет многочисленные приложения, например, лазерное парофазное осаждение для многоэлементного анализа или для получения и травления тонких пленок из органических и неорганических материалов, а также обработки и модификации поверхностей с целью придания им требуемых свойств (антикоррозионных, термостойких, износостойких, антифрикционных и т.п.). Техника спектроскопии лазерной плазмы (Laser-induced breakdown spectroscopy (LIBS)) состоит в анализе спектра, испускаемого плазмой, созданной вблизи поверхности исследуемого образца с помощью импульса эксимерного лазера с плотность энергии около  $1\text{--}30 \text{ Дж/см}^2$ , работающего в ближнем ультрафиолетовом диапазоне. По сравнению с обычными методами элементного химического анализа LIBS имеет много практических преимуществ, обуславливающих её применение во многих приложениях [1].

В частности, физические параметры низкотемпературной плазмы, создаваемой путём лазерной абляции, по многим параметрам близки к параметрам, характеризующим межзвездную среду и некоторые другие "холодные" астрономические объекты, такие как карлики, диски, планеты и протяжённые атмосферы вращающихся звезд, а также объекты на космологических расстояниях от Земли. Современные астрофизические и астрохимические исследования таких объектов всё чаще используют наблюдения в инфракрасной (ИК) области. Такое развитие ИК-астрономии обуславливает важность получения информации о новых атомных и молекулярных ИК-линиях, возбуждённых (ридберговских) состояниях, вероятностях переходов (силах осцилляторов). Например, идентификация атомных ИК-линий может быть ис-

пользована для надёжного анализа температуры, гравитации и элементного состава ультрахолодных звёзд от М-карликов до коричневых карликов, а также гигантских планет за пределами Солнечной системы [2].

Хотя ИК-спектроскопия широко и эффективно используется в лабораторных исследованиях процессов, связанных с молекулами и кластерами, её приложение к атомным процессам затруднено сравнительно небольшим количеством линий атомов и ионов, известных в ИК-области [3]. Практически для всех элементов в настоящее время отсутствуют спектроскопические характеристики в диапазоне волн длиннее 1 микрона. Соответственно, и астрофизические источники (например, атласы звездных спектров) дают весьма небольшое количество идентифицированных атомных ИК-линий [4]. Новые лабораторные измерения ИК-спектров могли бы помочь идентификации астрофизических спектров и получению данных о ранее неизвестных атомных уровнях. Энергии таких уровней трудно вычислить со спектроскопической точностью, поэтому до последнего времени они могли быть определены лишь из ИК-астрономических наблюдений.

Спектральные области  $800\text{--}1800\text{ см}^{-1}$  (12.5 – 5.6 микрон) особенно трудны для наземных астрономических наблюдений из-за искажения получаемых спектров линиями поглощения земной атмосферы. Эта область ИК-спектра требует лабораторных наблюдений новых (прежде неизвестных) переходов между атомными уровнями с высокими значениями орбитального момента  $l > 3$  и их сравнения с имеющимися спектрами звезд (например, Солнца).

В земных условиях атомы в таких состояниях легче всего создаются в вышеупомянутых процессах импульсной лазерной абляции, которые в настоящее время становятся широко используемой технологией, имеющей множество практических достоинств по сравнению с обычными методами элементного химического анализа [5, 6].

Многочисленные измерения проводились при наблюдении переходов на

ридберговские состояния атомов с главным квантовым числом  $n = 20-30$ . В то же время, информация о промежуточно-возбужденных ридберговских состояниях с высокими орбитальными квантовыми числами  $l > 3$  и главными квантовыми числами  $n = 5-8$  довольно редко встречается в литературе; а для большинства атомов не опубликованы  $h$  и  $g$ -состояния. Отсутствие такой информации связано с вышеупомянутыми трудностями экспериментального наблюдения спектров в ИК-диапазоне длин волн короче 12.5 микрон.

Определенные трудности существуют также и в интерпретации экспериментальных ИК линий переходов между такими ридберговскими состояниями, которая невозможна без информации о вероятностях или силах осцилляторов соответствующих переходов. Современные расчёты таких матричных элементов в атомах (см., например, работу [7] и ссылки в ней) используют мощные ресурсоёмкие *ab initio* методы, которые имеют определённые ограничения. В частности, они плохо передают поведение волновых функций возбуждённых состояний, а точность вычисления с помощью этих методов энергий даже низковозбуждённых состояний далека от спектроскопической точности. С другой стороны, полуэмпирические методы (например, метод квантового дефекта (Quantum defect theory (QDT)) [8]) используют экспериментальные значения энергий в качестве входных параметров. QDT-расчёты хорошо приспособлены для описания ридберговских состояний с произвольным орбитальным квантовым числом  $l$ , в том числе промежуточно-возбужденных ридберговских состояниях.

Недавние измерения ИК спектров металлов с помощью использования техники Фурье-спектроскопии лазерной плазмы, проведенные в Институте физической химии им. Я.Гейровского в Праге [9–15] в значительной степени восполнили вышеупомянутый недостаток спектроскопических данных в диапазоне ИК спектра ниже  $1800 \text{ см}^{-1}$ .

В работе продемонстрирована техника Фурье-спектроскопии с времен-

ным разрешением с использованием машины *Bruker IFS 120 HR* и ее применение совместно с импульсным разрядом для изучения продуктов абляции металлов с помощью ArF эксимерных лазеров [16–18].

Цель данной работы состоит в анализе данных измерений продуктов лазерной абляции и получении на их основе новых спектроскопических характеристик (длин волн и ширин линий переходов в ИК-диапазоне, а также сил осцилляторов) атомов металлов. Объектом исследования являлись линии, возникающие при возбуждении электронейтральных атомов металлов (знак I, стоящий после атома обозначает его нейтральность).

**Цель диссертационной работы** Цель диссертационной работы состоит в исследовании инфракрасных спектров лазерной плазмы с временным разрешением и получении новых точных спектроскопических характеристик атомов металлов (Li I, Na I, Rb I, Ca I, Mg I, Sr I, Zn I, In I) в инфракрасной области. В рамках данной цели были поставлены и решены следующие конкретные задачи:

- Обработка экспериментальных ИК спектров эмиссии из низкотемпературной плазмы, полученной в результате лазерной абляции образцов металлов и их соединений.
- Вычисление матричных элементов (сил осцилляторов и вероятностей) радиационных переходов с участием промежуточно-возбужденных ридберговских состояний атомов с одним и двумя валентными электронами.
- Идентификация экспериментально измеренных атомных ИК переходов с состояний с высоким орбитальным моментом  $l \geq 4$  с использованием вероятностей атомных переходов, вычисленных вышеуказанным методом.

- Нахождение ранее неизвестных и уточнение имеющихся значений энергий ридберговских  $g$ - и  $h$ -состояний атомов.

### **Научная новизна**

- Проведена интерпретация спектров лазерной плазмы в ИК области, включающей диапазон  $800\text{--}1600\text{ см}^{-1}$ , ранее практически не исследованный в лабораторных условиях. Идентифицировано несколько десятков новых линий атомов металлов.
- Впервые приводятся значения энергий  $nf$ -,  $ng$  и  $nh$ -уровней атомов Li I, Na I, Rb I, Ca I, Mg I, Sr I, Zn I, In I для главных квантовых чисел  $n = 5..8$ . Для некоторых  $f$  и  $g$  уровней впервые найдена тонкая структура.
- Метод квантового дефекта, ранее использовавшийся для расчётов переходов в одноэлектронных атомах, адаптирован для вычисления матричных элементов радиационных переходов в атомах с двумя валентными электронами.

Диссертация выполнена в рамках НИР по Госзаданиям № 1122 и № 1306, поддержанных Министерством образования и науки РФ.

**Практическая значимость** В диссертации приводится большое количество новых спектроскопических характеристик для атомов, отсутствующих в имеющихся базах данных. В перспективе полученные в диссертации данные могут быть включены в международную базу VAMDC. Результаты, изложенные в диссертации, могут быть также использованы в

- диагностике лазерной плазмы;
- оптике атмосферы и инфракрасной астрономии, интенсивно развивающейся в настоящее время;



- технике неразрушающего (спектрального) физико-химического анализа;
- спектроскопии и кинетики низкотемпературной плазмы.

**На защиту выносятся следующие основные результаты и положения:**

- Классификация 155 новых экспериментально наблюдаемых линий атомов металлов в ИК области  $800\text{--}6000\text{ см}^{-1}$  (4 для Li, 18 для Na, 21 для Rb, 28 для Ca, 3 для Mg, 19 для Sr, 47 для Zn, 15 для In).
- Определение 35 ранее неизвестных значений энергий уровней атомов металлов (3 для Li, 3 для Na, 4 для Rb, 8 для Ca, 2 для Mg, 10 для Sr, 5 для In). Уточнение измеренных ранее значений энергий.
- Массивы значений дипольных матричных элементов в атомах с двумя валентными электронами, рассчитанный с помощью специально адаптированного одноканального метода квантового дефекта.

**Апробация результатов работы** Основные результаты диссертации докладывались на следующих конференциях: 22nd International Conference on High Resolution Molecular Spectroscopy, Prague (September 4–8, 2012); 23th International Conference on High Resolution Molecular Spectroscopy, Budapest (August 25–30, 2013); XX Конференция по фундаментальной атомной спектроскопии (ФАС-XX), Воронеж (22–26 сентября 2013); Конкурс научных работ молодых научных сотрудников, аспирантов и инженеров памяти академика А.П.Александрова (ФГУП "ГНЦ РФ ТРИНИТИ г. Троицк, г. Москва, 2014г.)

**Публикации** Материалы диссертации опубликованы в 7 печатных работах [9–15] в международных рецензируемых журналах, входящих в базу данных отслеживания цитируемости Web of Science.

**Личный вклад автора** Содержание диссертации и основные положения, выносимые на защиту, отражают персональный вклад автора в опубликованные работы. Подготовка к публикации полученных результатов проводилась совместно с соавторами. Вся экспериментальная часть выполнялась коллегами из Чешской академии наук, а вклад диссертанта был определяющим в теоретической части работы. Все представленные в диссертации таблицы идентифицированных линий, уточненных энергий уровней, а также результаты расчета матричных переходов получены лично автором.

**Структура и объем диссертации** Диссертация состоит из введения, 4х глав, заключения, библиографии и приложения. Общий объем диссертации составляет 182 страницы, из них 122 страницы текста, включая 17 рисунков и 29 таблиц. Библиография включает 226 наименований на 27 страницах. Приложение включает 7 таблиц на 33 страницах.

## Глава 1

# Современные приложения техники лазерной абляции и методов ИК Фурье-спектроскопии

С появлением импульсных лазеров и развитием лазерных технологий, метод лазерной абляции стал одним из популярных методов исследования вещества [19]. Благодаря простоте самого эксперимента по получению лазерной плазмы, технология LIBS легко совместима с разными методами анализа, в том числе и с времяразрешенной Фурье-спектроскопией.

Фурье-спектрометры обладают рядом преимуществ над другими спектральными приборами: широкий диапазон исследуемого спектра, довольно хорошее отношение сигнал-шум, высокое разрешение, точность в определении длины волны полученных линий при не зависящей от длины волны погрешности измерения [20]. Будучи значительно сложнее обычных спектрометров, Фурье-спектрометры применяются в тех исследованиях, где другие методы малоэффективны или неприменимы. Наибольшее распространение этот метод получил в области ИК-спектроскопии, являющейся одним из основных методов исследования, например, в молекулярной физике, оптике атмосферы Земли и других планет, астрохимии.

Не претендуя на полный анализ современного состояния ИК-спектроскопии, ниже в разделе 1.1 приведём краткий обзор достижений ИК-спектроскопии в астрофизике, потребности которой можно считать основной мотивацией и областью потенциального применения результатов диссертации. В разделе 1.2 даётся краткое описание метода ИК Фурье-спектроскопии со временем разрешения совместно с техникой лазерной абляции в объёме, необходимом для обсуждения полученных результатов.

## 1.1. Инфракрасная спектроскопия в астрофизике

ИК-астрономия исследует космические объекты, видимые в инфракрасном спектре излучения (области электромагнитных волн с длиной волны от 0.74 – 350 мкм). В настоящее время инфракрасный спектральный диапазон становится все более важным для астрономии, в частности, для изучения холодных объектов, например, пылевых и плотных межзвездных облаков, карликовых звезд, планетных дисков, а также расширяющихся атмосфер эволюционирующих звезд, включая объекты на космологическом расстоянии от Земли [21]. Космические инфракрасные спектрографы, которые в данный момент используются для астрономических исследований (такие как Herschel, Spitzer, AKARI) имеют пока не самое высокое спектральное разрешение. Так, телескоп Spitzer (The Spitzer Space Telescope) имеет разрешающую способность  $R = \lambda/\Delta\lambda \sim 600$  в области  $\lambda = 10 - 37$  микрон [22]; спутник AKARI [23] оснащён оборудованием (Far-Infrared Surveyor) с разрешением  $\Delta\nu = 0.19 \text{ см}^{-1}$  и камерами ближнего и среднего ИК с разрешением до  $\Delta\lambda = 0.0097$  микрон. Ожидается, что будущие космические и бортовые телескопы (SOFIA, SPICA) будут иметь намного лучшее разрешение. Действующая американо-германская аэрообсерватория с 270-см ИК-телескопом SOFIA (Stratospheric Observatory for Infrared Astronomy (SOFIA) [24]) должна быть дополнена EXES спектрографом (Echelon-cross-Echelle Spectrograph) с разрешением  $R \sim 10^5$  в диапазоне длин волн 4.5 до 28.3 микрон [25]. Будущий космический инфракрасный телескоп для космологии и астрофизики (Space Infrared telescope for Cosmology and Astrophysics (SPICA) [26]) будет оборудован спектрометром среднего ИК диапазона MIRHES, работающий в области 4–18 микрон с разрешением  $R \sim 20000\text{--}30000$ . Космический телескоп «Джеймс Уэбб» (James Webb Space Telescope (JWST) [27]), который предположительно заменит космический телескоп «Хаббл», будет оснащен

спектрографами ближнего инфракрасного диапазона, которыми можно будет осуществить спектроскопию среднего разрешения в диапазоне длин волн  $\lambda = 1\text{--}5$  мкм и низкого разрешения с длиной волны  $\lambda = 0.6\text{--}5$  мкм.

Инфракрасные спектры самого изучаемого в астрофизике объекта - Солнца - записывались с высоким разрешением как с поверхности Земли [28], так и со стратосферы [29]; они покрывают область  $460 - 13600 \text{ см}^{-1}$  (22 - 0.74 микрон). Но даже в областях атмосферных окон данные этих спектров содержат множество земных атмосферных линий поглощения, поэтому представлены с небольшой коррекцией. Чистые солнечные ИК спектры получены в результате работы проекта ATMOS (Atmospheric Trace Molecule Spectroscopy) Фурье спектрометром в ходе четвертой космической шаттл-миссии [30] в области  $600 - 4800 \text{ см}^{-1}$  с разрешением  $0.01 \text{ см}^{-1}$ . Итоговый атлас инфракрасных спектральных линий Солнца ATMOS состоит из 4800 солнечных спектров, около 2500 линий из которых было идентифицировано. Другая недавняя программа, канадский атмосферный химический эксперимент (Atmospheric Chemistry Experiment (ACE)) с космическим Фурье-спектрометром (ACE-FTS) была проведена на борту спутника «SCISAT-1» [31]. В ходе ACE проводилось дистанционное зондирование атмосферы Земли, тем самым изучался ряд атмосферных процессов, химический состав, динамика изменения озонового слоя. Но в тоже время, в некоторых точках траектории спектрометром регистрировался солнечный свет, проходящий через верхние разреженные слои атмосферы (см. Рисунок 1.1). Таким образом в ходе данного эксперимента был также фактически получен солнечный спектр. Солнечный атлас ACE покрывает диапазон  $700 - 4430 \text{ см}^{-1}$  с разрешением  $0.02 \text{ см}^{-1}$ .

Часть инфракрасного спектра Солнца и звезд в диапазоне  $1200 - 1800 \text{ см}^{-1}$  (8–5.6 микрон) никогда не наблюдалась с поверхности Земли из-за сильных помех в спектре линиями поглощения земной атмосферы. Эта часть спектра представляет собой определенную проблему также и для лабораторных изме-

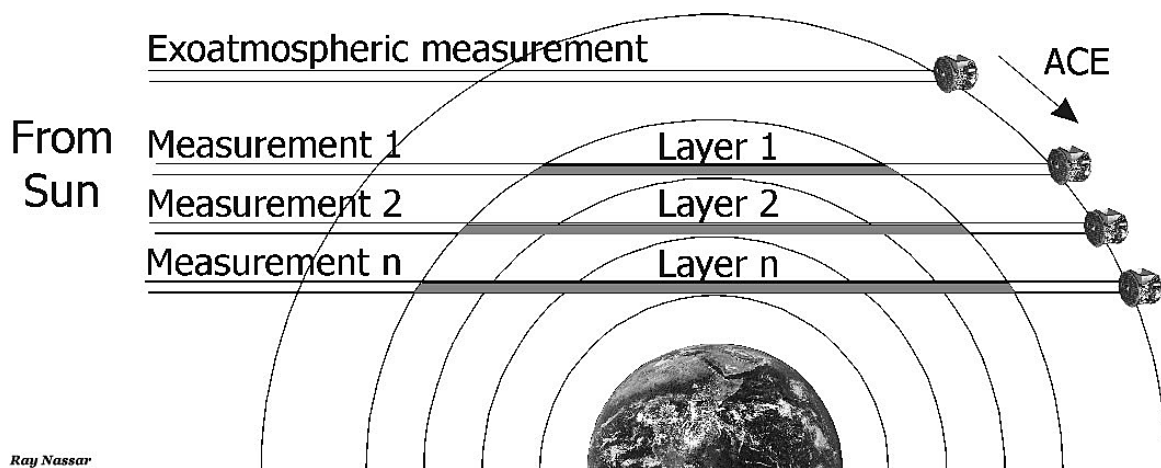


Рис. 1.1. Атмосферный Химический Эксперимент (Atmospheric Chemistry Experiment (ACE)) [31].

рений новых неизвестных атомных переходов, включающих атомные уровни с высоким орбитальным моментом и их сравнение с доступными имеющимися спектрами.

В настоящее время в инфракрасном диапазоне измерено и доступно только небольшое количество атомных линий по сравнению с видимым и ультрафиолетовым диапазонами [32]. В атласах звездных спектров обычно приводятся только короткие перечни идентифицированных линий [4], и для многих элементов до сих пор не приведены линии с длинами волн более 1 микрона [33], подтвержденными современными лабораторными измерениями.

Значительные возможности ИК-астрономии не могут быть полностью использованы без детальных спектроскопических данных по атомным характеристикам в инфракрасном диапазоне, в частности, необходимы данные по длинам волн и вероятностям переходов. Новые лабораторные спектры могут помочь идентифицировать линии в инфракрасном диапазоне, что может привести к открытию новых атомных уровней, положение которых сложно получить из численных расчетов [33]. Пополнение базы данных атомных характеристик новыми значениями энергетических уровней, атомных переходов и сил осцилляторов повысит надежность астрофизических вычислений,

например в моделях атмосфер звезд или планет.

## 1.2. Описание работы Фурье спектрометра с временным разрешением в инфракрасном диапазоне

Фурье-спектроскопия с временным разрешением (*Time resolved Fourier transform spectroscopy* (TR-FTS)) является широко используемым методом для изучения динамики химических реакций, динамических свойств молекул, радикалов и ионов в жидком, газообразном и твердом состояниях [20].

В инфракрасной области эмиссионные спектры могут быть получены с помощью использования техники эмиссионной спектроскопии лазерной плазмы (*Laser-induced breakdown spectroscopy* (LIBS)) [19]. Техника LIBS основана на том, что при фокусировке импульсного лазерного излучения (с энергией обычно от десяти до сотни миллиджоуль за импульс) на поверхности образца формируется лазерный пробой. Излучение полученной плазмы регистрируется спектрометром, что позволяет анализировать эмиссионные линии возбужденных атомов и ионов. Техника LIBS в настоящее время широко используется совместно со многими видами спектрального анализа, так как аппаратура для этой методики измерения сравнительно проста. Для изучения полученной плазмы существует множество универсальных эмиссионных анализаторов, способных исследовать любые типы образцов на все элементы сразу, с отличным пространственным разрешением по поверхности, причем бесконтактно, не касаясь самих образцов, без какой-либо пробоподготовки (в случае гомогенного химического состава материала). Большинство этих анализаторов работают в реальном времени в компактном переносном варианте.

В данной работе в качестве анализатора спектра используется Фурье спектрометр с временным разрешением, модифицированный из коммерчески доступного интерферометра непрерывного сканирования с высоким разре-

шением. Основным преимуществом TR-FTS является получение спектров в широком интервале длин волн. Скорость получения данных ограничена продолжительностью процесса, а также шириной пропускания используемого детектора.

Существуют два основных способа получения спектров с временным разрешением: непрерывное сканирование и пошаговое сканирование [34, 35]. Непрерывное сканирование лучше использовать, когда длительность наблюдаемого явления больше, чем время, необходимое для проведения одного сканирования. Смещение по времени отдельных сканирований дает последовательность интерферограмм, из которых уже может быть вычислен обычный спектр. При использовании быстрого сканирования и перемещения зеркала на очень маленькие расстояния, может быть достигнуто временное разрешение от 1000 с до 1 мс.

Отдельным специальным техническим решением для получения временно-разрешенных спектров явлений, длящихся всего от нескольких миллисекунд до микросекунд является техника синхронного Фурье сканирования [36]. Эта техника требует возможности инициирования реакции в импульсном режиме, например, с использованием лазера, электрического разряда, электронной бомбардировки, ультрафиолетовой газоразрядной лампы и т.д. [37] Прибор осуществляет непрерывное сканирование и в течение одного импульса считывает сигнал с детектора, соответствующего конкретному положению зеркала и времени начала импульса. Точное положение зеркала определяется с помощью He-Ne лазера интерферометра. Такой метод называется стробоскопической интерферометрией [35]. После сбора достаточного количества данных сканирования могут быть составлены интерферограммы со сдвигом по времени. Временное разрешение обычно от 10 мс до 1 мкс.

Наиболее популярный метод пошагового сканирования реализуется с помощью дискретных скачков, а временные данные после каждого кратковре-



менного процесса могут быть записаны отдельно [35]. Такую систему легко использовать в паре с импульсным лазером или импульсным разрядом. Пошаговые спектрометры коммерчески доступны и главным образом используются в фотолитических экспериментах в области биологии. Разрешение коммерческих пошаговых интерферометров ограничено величиной порядка  $0.1 \text{ см}^{-1}$ . Измерения с высоким разрешением методом пошагового сканирования были представлены в работе [38], где измерялись спектры  $\text{N}_2$  с разрешением  $0.03 \text{ см}^{-1}$  с помощью интерферометра Конна с конфокальной геометрией (*Connes type interferometer CNRS Orsay*) [39].

Спектрометры непрерывного сканирования стали применять для временно-разрешенной спектроскопии несколько групп после пионерской работы [40]. В работе [41] разработали компактную систему сбора данных для субмикросекундной TR-FTS. В работе [42] совместно с интерферометром непрерывного сканирования была задействована импульсная разрядная система без какой-либо модификации программного обеспечения. Импульсный разряд был инициирован He–Ne лазерным сигналом с соответствующей задержкой. Систему применяли к измерению временных профилей колебательно-вращательных спектров поглощения CO в газовом разряде. В относительно недавнем обзоре [36] методов временно-разрешенной инфракрасной Фурье спектроскопии и ее применений к импульсному разряду была продемонстрирована техника FTS с использованием машины *Bruker IFS 120 HR*, оснащенной микроконтроллером *SX* или *Field Programmable Gate Array processor (FPGA)* на  $\text{He}_2$ ,  $\text{ArH}$  и  $\text{ArH}^+$  спектрах. Такая же система была использована для изучения продуктов абляции  $\text{ArF}$  эксимерных лазеров [16–18].

Принцип непрерывного сканирования лег в основу получения данных с помощью модифицированного спектрометра *Bruker IFS 120* в Институте Физической Химии имени Ярослава Гейровского Чешской Академии Наук (J. Heyrovský Institute of Physical Chemistry). Эти экспериментальные спектры

анализируются в последующих главах данной работы, поэтому приведём ниже краткое описание системы сбора данных, с помощью которой получены экспериментальные спектры.

Положение перемещающегося зеркала интерферометра Майкельсона определяется после обозначения интерференционных максимумов излучения He–Ne лазера. Косинусоидальный входной сигнал преобразуется в цифровой формат в прямоугольные импульсы и становится внутренним параметром интерферометра. Частота этих прямоугольных импульсов зависит от скорости зеркала. В классическом режиме измерения, частота обычно около 10 кГц при длительности импульса 100 мкс. Внешний процессор контролирует начало цифрового импульса He–Ne лазера, его величину и нулевое положение зеркала. В течение одного импульса датчиком считываются сигналы (обычно от 30 до 64 показаний) [43]. Все сигналы сдвинуты по времени на  $\Delta t = 1$  или  $2, 3 \dots$  мкс. Таким образом, матрица интенсивности  $I(t_k, \delta_i)$  в моменты времени  $t_k$  получается для данной оптической разности хода. Импульсный разряд переменной длительности может быть произвольно вставлен в процессе обработки данных. Эта процедура приводит к тому, что в результате получается от 30 до 64 интерферограмм, сдвинутых во времени относительно друг друга.

Временно-разрешенные спектры получаются с помощью сбора данных из различных точек между нулевыми пересечениями, а также с использованием численного дискретного преобразования Фурье от массива данных с каждой такой точки. Такая система используется совместно с процессором с программируемым пользователем вентиляционной матрицей (ППВМ, англ. Field-Programmable Gate Array, FPGA). Основная роль FPGA процессора в данном эксперименте состояла в создании разрядного или лазерного импульса и сигнала AD триггера (сигнала для сбора данных с детектора) синхронизированного с краевыми сигналами He–Ne лазера внутри спектрометра (см.

Рисунок 1.2 и Рисунок 1.3). FPGA процессор также контролирует передачу данных с цифрового входа на компьютер.

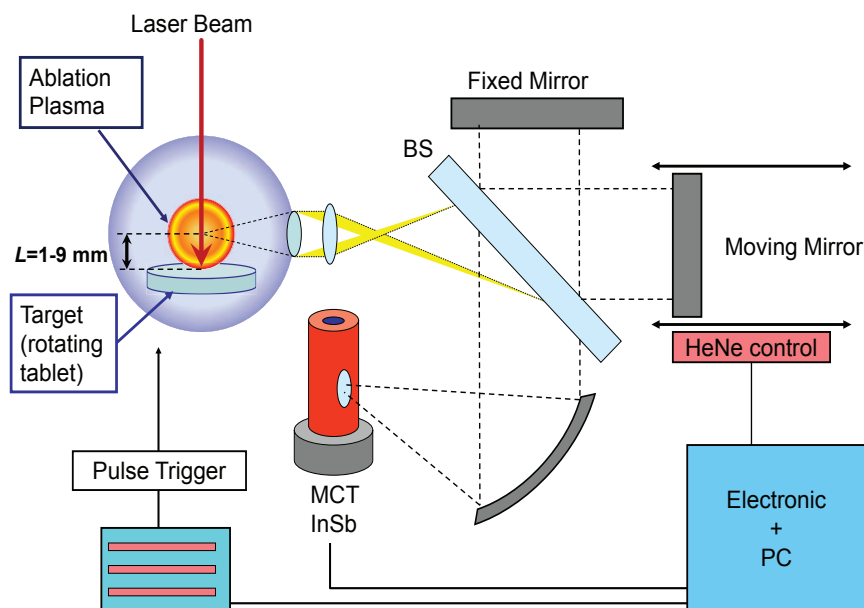


Рис. 1.2. Схема эксперимента времяразрешенной Фурье-спектроскопии с совместно с импульсным лазером

### Использование метода непрерывного сканирования совместно с импульсным лазером

В случае экспериментов по получению временно-разрешенных спектров в комбинации с лазером, частота повторений импульсов у которого ниже, чем скорость зеркала интерферометра, пропадает возможность сбора данных в каждой триггерной точке гелий-неонового лазера. Самое медленное сканирование интерферометра ограничено частотой He-Ne лазера около 3 кГц. Однако, используя условия субдискретизации, возможен сбор данных в несколько раз медленнее. На Рисунке 1.3 показана временная схема для сбора данных в данном эксперименте, когда момент лазерного импульса и момент сбора данных происходят с периодом  $1/n$  от времени частоты импульса гелий-нео-

нового лазера. Конечные интерферограммы получаются путем  $n$  сканирований при условии изменения точки триггера при каждом сканировании. На рисунке 1.3 временная последовательность соответствует случаю  $n = 3$ .

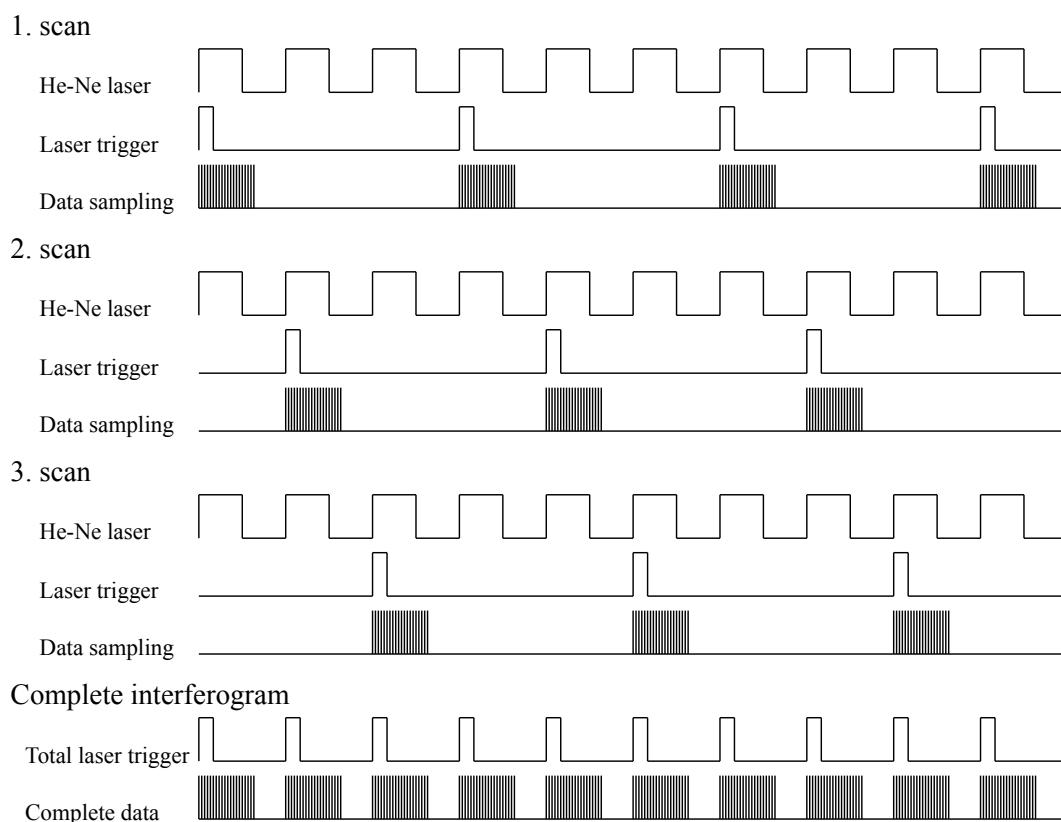


Рис. 1.3. Временная диаграмма для интервального сбора данных. Во время сканирования лазерный импульс и АД триггер индуцируются со скоростью  $1/n$  от значения частоты He-Ne лазера. Окончательные интерферограммы получаются после  $n$  сканирований (в данном случае  $n = 3$ )

Максимальная частота используемого ArF лазера 1 кГц (повторяется каждые 1000 мкс). Если скорость зеркала интерферометра 3 кГц, т. е. как цифровой сигнал от He-Ne лазера повторяется каждые 333.33 мкс, то для того, чтобы получить максимальную плотность результатов, итоговый сбор данных проходит за три сканирования. Полный набор спектров с временным разрешением (итоговая интерферограмма) получается тремя сканированиями, сдвинутыми во времени.

Описанный метод анализа эмиссионных спектров позволил подробно

изучить ИК спектры щелочных (литий, натрий, рубидий) и щёлочноземельных (магний, кальций, стронций) металлов, а также цинка и индия, полученные в результате лазерной абляции поверхностей их соединений.

## Глава 2

### Описание используемых методов

#### 2.1. Обработка экспериментальных данных

##### 2.1.1. Временной и частотный профиль спектральных линий

В процессе проведения эксперимента по времяразрешённой ИК фурье-спектроскопии на выходе получается набор спектров излучения атомов металлов в разные моменты времени — от 0 до 30 мкс (либо от 0 до 60 мкс) после лазерного выстрела. Примеры полученных временных профилей изменения интенсивности спектральных линий излучения некоторых атомов приведены на рисунках 2.1.

Измеренные временные профили позволяют судить о картине релаксации в отдельных атомах и дает возможность исследовать отклик различных атомов на внешние поле лазерного импульса. Такая информация может быть полезна для диагностики заселенности электронных уровней нейтральных атомов и ионов в плазме, сформированной импульсной лазерной абляцией. К сожалению, существует только несколько сообщений об исследовании этой динамики населённостей [44]; анализ её выходит за рамки данной работы.

Вышеупомянутые профили спектральных линий измерены в вакууме, то есть в отсутствие буферных газов. Таким образом, предполагается, что изменение спектральных линий во времени может описывать заселенность отдельных ридберговских уровней атомов исследуемого металла без влияния на этот процесс атомов других элементов. Релаксация населённостей этих уровней определяется сложными столкновительными процессами внутри плазмы, которые зависят от температуры и плотности плазмы, лазерной частоты, энергии импульса и т.д. Все эти параметры являются важными для



а) Индий In I.



б) Литий Li I.



в) Натрий Na I.

Рис. 2.1. Примеры изменения во времени интенсивностей различных линий спектра атомов а) In I, б) Li I, в) Na I.

исследования поведения временных профилей.

Из Рисунка 2.1 можно заметить, что временные профили различных линий могут значительно различаться по своей форме. Даже в процессе одного эксперимента разные линии достигают своего максимума в разные периоды времени. Такая временная динамика профилей возникает из-за сложной комбинации столкновительных каскадов перезаселения излучающих уровней [16]

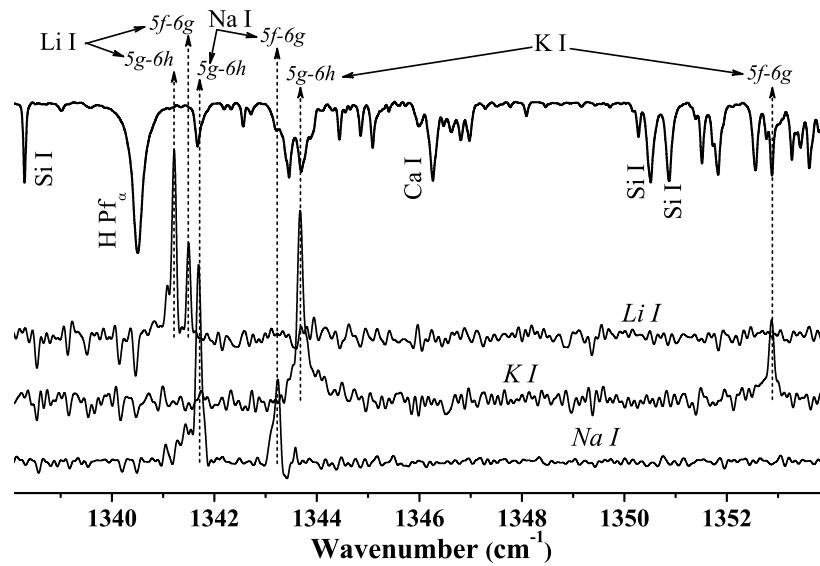
и процессов переноса энергии в продуктах абляции [43].

Для дальнейшего анализа положения пика линии используется усредненный ее профиль по времени, соответствующему интервалу максимальной интенсивности линии. Примеры получаемых спектров приведены на Рисунках 2.2. Полученные спектры показаны в сравнении с солнечным спектром из эксперимента ACE [31] (самая верхняя линия спектра на рисунках с пиками вниз).

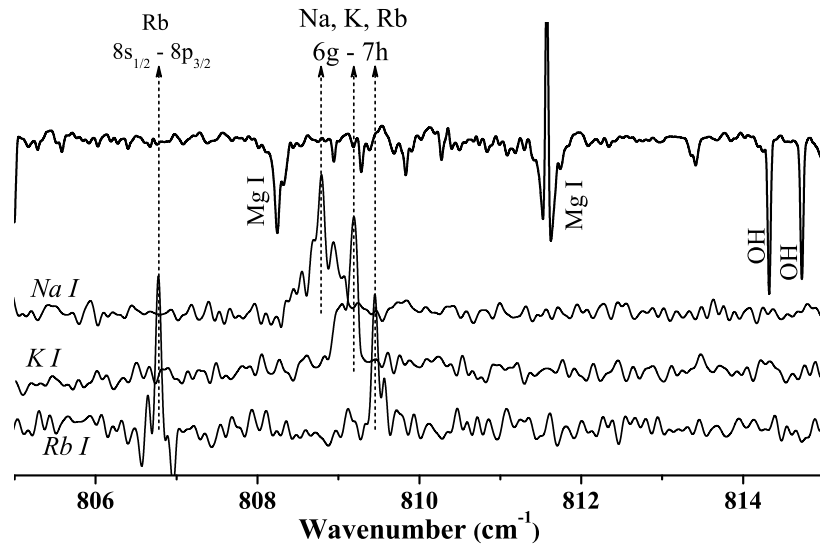
С помощью аппроксимации полученных пиков интенсивности профилем Фойгта (профилем интенсивности, который является сверткой лоренцева и гауссова профилей) можно определить точную длину волны линии, значение ширины на полувысоте (FWHM), интенсивность линии и соотношение сигнал-шум. Для большинства условий этот профиль практически не отличается от лоренцевского, так как доплеровским уширением можно пренебречь по сравнению со штарковским уширением [45, 46]. В самом деле, для линии с частотой  $\omega_0$ , доплеровское уширение может быть оценено как  $\Delta\omega_D = (2\omega_0/c)\sqrt{2k_B T/m}$  [47], где  $c$  – скорость света,  $m$  – масса атома,  $k_B$  – постоянная Больцмана. Для температур  $T \simeq 4000$  К и частот  $\omega_0 \simeq 3000$  см<sup>-1</sup> получается  $\Delta\omega_D \simeq 0.01$  см<sup>-1</sup>. Естественное уширение может быть оценено из радиационных времен жизни атомных уровней. Например, если радиационное время жизни уровня составляет 20-70 нс, то это дает естественное уширение линии порядка  $10^{-3}$  см<sup>-1</sup>.

Аппроксимация экспериментально полученного профиля спектральной линии лоренцевской функцией в данной работе производилась с использованием процедуры, написанной в системе компьютерной алгебры *Wolfram Mathematica* [48].





а) Часть инфракрасного спектра в области  $1300 \text{ cm}^{-1}$ .



б) Измеренные переходы  $6g-7h$  у атомов Na I, K I, Rb I .

Рис. 2.2. Ранее неисследованные (лабораторно) части инфракрасного спектра в областях  $1300 \text{ cm}^{-1}$  и  $800 \text{ cm}^{-1}$  , показанные в сравнении с солнечным спектром ACE [31].

### 2.1.2. Графики Больцмана

В эксперименте лазерной абляции получаемая плазма находится под низким давлением и с достаточно низкой концентрацией атомов. Таким образом, плазма считается оптически тонкой (когда вероятность вторичного поглощения испущенного в любой точке фотона мала и излучение свободно выхо-

дит из объёма, занимаемого плазмой). При условии теплового равновесия интенсивность спектральных линий радиационных переходов из верхнего состояния  $|k\rangle$  в нижнее состояние  $|i\rangle$  пропорциональна вероятности перехода  $A_{k\rightarrow i}$  [49]:

$$I_{k\rightarrow i} \sim g_k A_{k\rightarrow i} \omega_{ik} e^{-E_k/kT}, \quad (2.1)$$

где  $E_k$  и  $g_k$  это энергия и фактор вырождения верхнего возбужденного уровня,  $\omega_{ik} = E_k - E_i$  — частота перехода,  $T$  — электронная температура.

Хотя в подобных экспериментах могут возникать небольшие отклонения от условий локального термодинамического равновесия, распределение Больцмана для функции распределения атомов сохранится [50] даже с учетом разных температур электронов и атомов [51]. Это означает, что даже если интенсивности экспериментальных линий могут иметь небольшое отклонение от пропорциональности значениям  $A$ , их отношение все равно должно качественно описываться теорией с точностью, достаточной для идентификации этих линий.

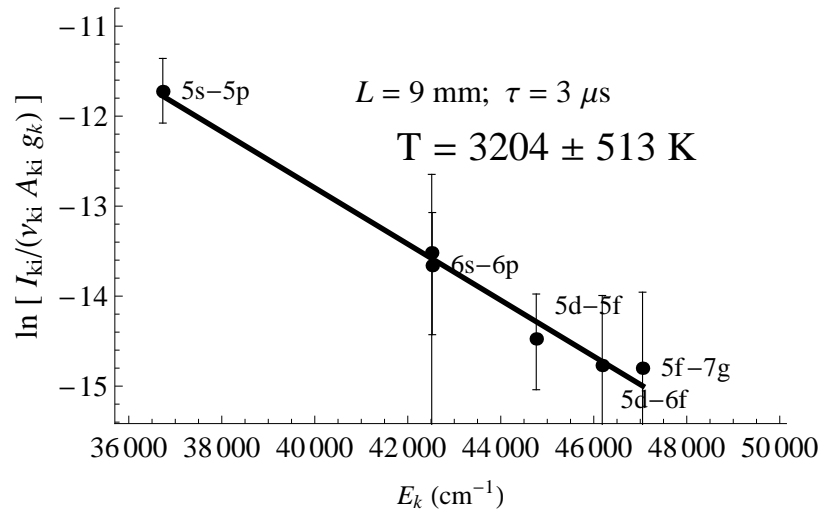
В соответствии с формулой 2.1 относительная интенсивность двух линий можно выразить:

$$I'/I = (\lambda g' A' / \lambda' g A) \exp(E' - E/kT), \quad (2.2)$$

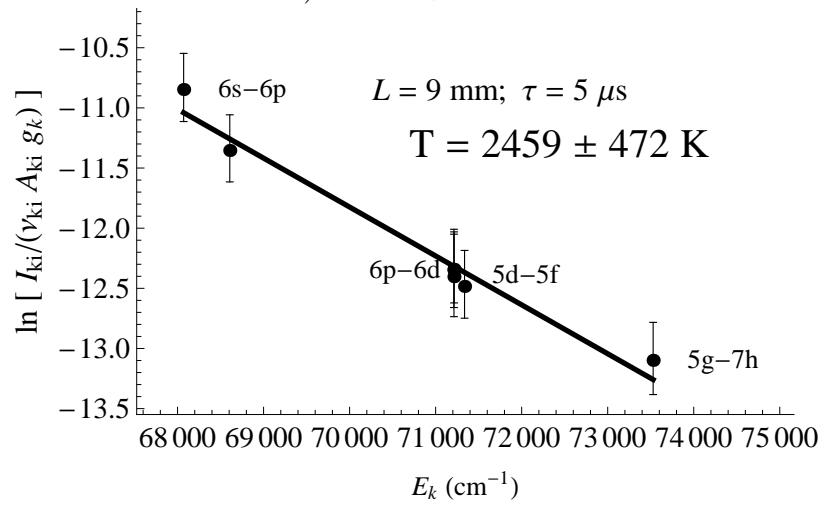
а значит, зная интенсивности конкретных линий из эксперимента, можно узнать температуру электронов  $T$  из графического анализа с помощью графиков Больцмана. Немного преобразуя уравнение 2.1 к виду:

$$\ln I\lambda/gA = -E/kT - \ln 4\pi Z/hcN_0, \quad (2.3)$$

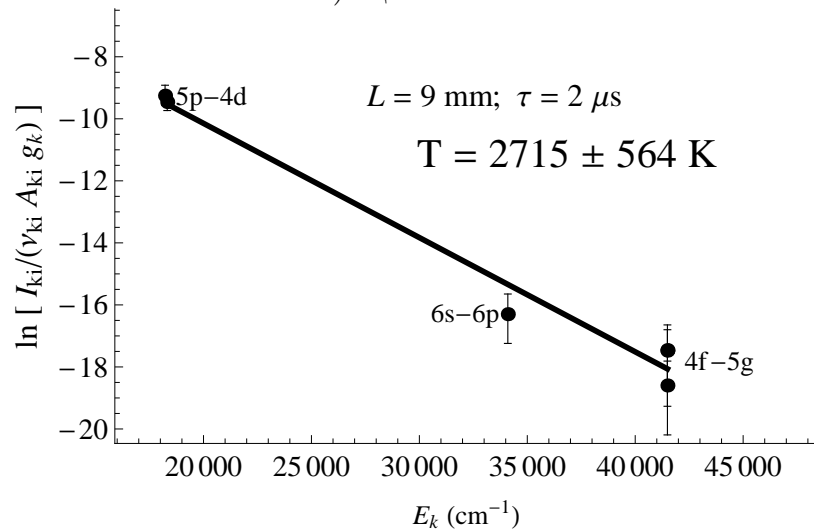
получим уравнение прямой с углом наклона  $-1/kT$ . На Рисунке 2.3 приведены примеры графиков Больцмана для разных атомов, полученные из значений экспериментального спектра.



а) Кальций Ca.



б) Цинк Zn.



в) Стронций Sr.

Рис. 2.3. Графики Больцмана для различных спектров лазерной плазмы.  $L$  - расстояние между датчиком и мишенью,  $\tau$  - время после лазерного импульса.

Графики Больцмана показывают примерные оценки температуры плазмы ( $T \approx 3000 \pm 500\text{K}$ ) из экспериментально измеренного спектра. Линейная аппроксимация позволяет найти значение температуры плазмы для каждого конкретного эксперимента. Точность такого рода оценки температуры достаточно мала, что говорит о том, что в эксперименте скорее всего не полностью выполняется условие локального термодинамического равновесия. Но разброс точек на графике Больцмана от прямой линии является небольшим, что позволяет использовать для расчета интенсивности  $A_{ik}$  условия локального термодинамического равновесия. Точности такого расчета должно хватать для задачи идентификации линий.

Для анализа температуры эмиссионной плазмы лучше всего вычислять  $T$  отдельно для каждого расстояния  $L$  до металлической мишени и отрезка времени  $\tau$  после лазерного выстрела. Для данной нелинейной и сложной задачи сложно выявить какие то зависимости, которые смогли бы упростить такой анализ. При анализе спектров конкретного атома часто можно проследить небольшие закономерности в данных по динамике плазмы, которые могут вызвать изменение температуры сложным образом в зависимости от времени и расстояния до мишени, но неточности определения температуры из эксперимента (порядка 500 К) слишком велики, чтобы изучать эту динамику.

### **2.1.3. Калибровка спектров и анализ погрешностей измеренных волновых чисел линий**

Спектральная калибровка разности хода Фурье-спектрометра осуществлялась по положению выбранного набора линий в измеряемых спектрах, а именно, по нескольким сильным линиями поглощения воды или  $\text{CO}$ , всегда присутствующей в небольшом количестве в спектральной камере. Калибровка была проведена с помощью линейной интерполяции измеренных волно-

вых значений под известные значения [52]. В результате волновые числа  $\nu$  были пересчитаны из неоткалиброванных значений  $\nu'$  с помощью формулы  $\nu = (1 + \alpha)\nu' + \beta$ , где  $\alpha$  и  $\beta$  - линейные подгоночные параметры.

В большинстве случаев погрешность вычисления положения линии после аппроксимации получалась порядка  $\alpha \simeq 10^{-3}$ – $10^{-4}$ ,  $\beta \simeq 10^{-4}$ – $10^{-5}$  см<sup>-1</sup>, что превышает погрешность контрольных волновых чисел, используемых для калибровки [52]. Поэтому в работе не учитывается погрешность этих контрольных значений при определении погрешности калибровки. Основным источником погрешности являются статистические ошибки, вызванные конечным разрешением спектральных данных.

Простую оценку статистической погрешности для волновых чисел линий можно получить из простой формулы [53]:

$$\Delta\nu_{\text{Brault}} = \frac{W}{\text{SNR}N_W^{1/2}}, \quad (2.4)$$

где SNR – это отношение сигнал-шум,  $W$  соответствует полуширине на полувысоте FWHM,  $N_W$  это число статистически независимых экспериментальных точек линии, укладываемых на ширину  $W$  ( $N_W = W/0.02$  см<sup>-1</sup> для спектров с высоким разрешением и  $N_W = W/0.06$  см<sup>-1</sup> для спектров низкого разрешения).

Один из источников погрешностей, возникающих в процессе измерения – шум, который отражается на ширине линии излучения. Вклад такого шума может быть примерно оценен погрешностью определения ширины линии  $\Delta W$ , полученной аппроксимацией лоренцовским профилем.

Следует заметить, что процедура аппроксимации дает также оценку погрешности для самих волновых чисел  $\Delta\nu_{\text{fit}}$ . Статистическая ошибка предполагается равной максимальной величине:  $\Delta\nu_{\text{stat}} = \max\{\Delta\nu_{\text{Brault}}, \Delta\nu_{\text{fit}}\}$ .

Погрешности линий, представленные в итоговых таблицах спектральных линий, рассчитаны как квадратурная сумма статистической погрешности,

погрешности определения ширины линии и погрешности калибровки:

$$\Delta\nu = [\Delta\nu_{\text{stat}}^2 + (\Delta W)^2 + \Delta\nu_{\text{calibr}}^2]^{1/2} \quad (2.5)$$

#### 2.1.4. Классификация спектральных линий

Как показывает анализ, большинство из наблюдаемых в полученных спектрах линий обусловлено переходами между ридберговскими состояниями валентного электрона, не затрагивающим электронов остова (в случае щелочных металлов и индия остов имеет замкнутую оболочку). Для процедуры идентификации использовались экспериментальные значения энергий уровней из литературы по каждому исследуемому атому. Для каждой идентифицированной линии  $nlj \rightarrow n'l'j'$  были рассчитаны все остальные возможные линии, соответствующие разрешенным переходам между  $nl$  и  $n'l'$  мультиплетами и проверено их наличие в анализируемых спектрах.

Для ридберговских состояний с высоким орбитальным моментом  $l$  (например, с уровнями  $ng$  или  $nh$ ) вышеупомянутые литературные данные, как правило, отсутствуют (получение таких данных является одной из целей данной работы). Для поиска примерного волнового числа линии перехода с этих уровней можно использовать формулу Ридберга и предположение о небольшой величине квантового дефекта  $\mu \simeq 0.01$ :

$$E(nlj) = V_{\text{ion}} - \frac{\mathcal{R}_{\text{atom}}}{n^{*2}} = V_{\text{ion}} - \frac{\mathcal{R}_{\text{atom}}}{(n - \mu_{lj})^2}, \quad (2.6)$$

где  $V_{\text{ion}}$  - потенциал ионизации (чаще всего известен из справочной литературы);  $\mathcal{R}_{\text{atom}}$  постоянная Ридберга соответствующего атома. Величину квантового дефекта  $\mu$  для первоначальных оценок можно положить нулевой, так как взаимодействие внешнего электрона с атомным остовом достаточно слабое для высоких  $l$ . Для таких состояний квантовый дефект мал и уменьшается с ростом  $l$ .

В отличие от высоковозбужденных ридберговских состояний, переходы с низковозбужденных состояний с высоким орбитальным моментом  $l$  (например, с уровней  $ng$  или  $nh$ ) возможно наблюдать только в инфракрасном диапазоне. Оценка по формуле 2.6 позволяет найти примерное положение линий. В зависимости от исследуемого атома, получаются значения для переходов  $5g-6h \sim 1340-1360 \text{ см}^{-1}$ , а для переходов  $6g-7h \sim 806-812 \text{ см}^{-1}$ . Эта область инфракрасного спектра и является наиболее важной для исследований.

Первое приближение с использованием формулы (2.6) для энергии для хотя бы одного из участвующих в переходе уровней дает только примерное положение линии и может отличаться от эксперимента на несколько десятков  $\text{см}^{-1}$ . В случае, если по формуле (2.6) вычисляются первые приближения для обоих уровней, получаемые для пары  $n, n'$  значения волновых чисел в пределах погрешности (из-за неизвестных энергий или квантовых дефектов) могут совпадать для различных пар  $l, l'$ . Из-за малых квантовых дефектов непроницающих состояний с высоким  $l$ , переходы типа  $nl-n'l'$  для фиксированных значений главного квантового числа  $n, n'$  но разных наборов значений орбитального момента  $l, l'$  отличаются друг от друга только на десятые доли обратных сантиметров.

В таких случаях классификация линий по одним лишь волновым числам невозможна, и должны учитываться относительные интенсивности переходов. Для очень близких линий переходов между компонентами тонкой структуры или синглет-триплетного расщепления относительные интенсивности соответствующих линий являются практически единственным критерием при идентификации линий при отсутствии достоверной информации по расположению соответствующих энергетических уровней. Следует заметить, что сравнивать относительные интенсивности линий в процессе идентификации имеет смысл только внутри одного экспериментального спектрального диапазона. Причина этого состоит в том, что во время измерения эмиссионного

спектра было использовано несколько разных интерференционных фильтров. Из-за нелинейных характеристик этих фильтров сложно напрямую сравнивать интенсивности полученных линий из разных спектральных окон в абсолютных единицах. Однако, если волновые числа вышеупомянутых переходов  $n'l - n'l'$  с высокими значениями  $l, l'$  лежат в одном спектральном диапазоне, то можно использовать значения относительных интенсивностей линий внутри этого диапазона. Переходы с орбитальными моментами  $l, l' < 3$  легко определить из значений энергии верхнего и нижнего уровня, которые известны с хорошей точностью.

### 2.1.5. Определение энергий уровней из измеренных спектров

После установления классификации для наблюдаемых спектральных линий, из экспериментальных значений  $\nu_{ki}$  могут быть получены значения энергетических уровней  $E_k$ , участвующих в измеренных переходах. Однако, стандартные алгоритмы для процедуры извлечения уточненных значений энергии (например, простейший метод наименьших квадратов, используемый в работе [54]) не подходят для данной задачи, так как число измеренных линий в нашем случае обычно меньше числа уровней, участвующих в переходах. Кроме того, в работе [54] не приводится расчёт погрешностей получаемых значений  $E_k$  в зависимости от входных данных; такой расчёт даётся в данном разделе.

Для получения значений новых энергий уровней  $E_i$  применялась процедура минимизации сумм разностей не только между  $E_j - E_k$  и измеренными волновыми числами  $\nu_{jk}$ , но и были включены также разности между  $E_j$  и справочными значениями  $E_j^{lit}$  для этих уровней из литературы:

$$\sum_{j>k} w_{jk} (E_j - E_k - \nu_{jk})^2 + \sum_j p_j (E_j - E_j^{lit})^2 = \min \quad (2.7)$$

Веса  $w_{jk}$  и  $p_j$  в сумме квадратов разностей обратно пропорциональны



погрешностям  $\delta\nu_{jk}$  и  $\delta E_j^{lit}$  соответствующих волновых чисел или справочных энергий. Так как процедура использует метод наименьших квадратов, очевидно, что добавление нового перехода в процедуру может несколько изменить итоговый результат для значения извлекаемого энергетического уровня. Задача минимизации (2.7) сводится к решению линейной системы:

$$\sum_j A_{ij} E_j = b_i \Rightarrow E_i = \sum_j C_{ij} b_j, \quad C = A^{-1}; \quad (2.8)$$

$$A_{ij} = -(w_{ij} + w_{ji}) + \delta_{ij} \left[ p_i + \sum_k (w_{ik} + w_{ki}) \right], \quad (2.9)$$

$$b_i = p_i E_i^{lit} + \sum_j (w_{ij} \nu_{ij} - w_{ji} \nu_{ji}) \quad (2.10)$$

где  $\delta_{ij}$  - это символ Кронекера.

Чтобы оценить погрешности энергетических уровней  $E_i$ , найденных из уравнения (2.8), заметим, что вариации  $E_i$  линейно выражаются через вариации  $b_j$ :

$$\Delta E_i = \sum_j C_{ij} \Delta b_j, \quad (2.11)$$

в то время как значения  $w_{jk}$  и  $p_j$  полагаются постоянными. В свою очередь, вариации  $b_i$  выражаются через  $\Delta E_i^{lit}$  и  $\Delta \nu_{jk}$ :

$$\Delta b_i = p_i \Delta E_i^{lit} + \sum_j (w_{ij} \Delta \nu_{ij} - w_{ji} \Delta \nu_{ji}). \quad (2.12)$$

Из уравнений 2.11 и 2.12) можно получить вариации значений энергетических уровней  $E_i$ , выраженные через вариации входных данных (измеренных значений  $\nu_{jk}$  и справочных энергий  $E_j^{lit}$ ):

$$\Delta E_i = \sum_j C_{ij} p_j \Delta E_j^{lit} + \sum_j C_{ij} \left( \sum_j [w_{jk} \Delta \nu_{jk} - w_{kj} \Delta \nu_{kj}] \right). \quad (2.13)$$

В соответствии с общей теорией статистики принимаем, что вариации входных данных это их экспериментальная погрешности:  $\Delta \nu_{jk} = \delta \nu_{jk}$ ,  $\Delta E_j^{lit} =$

$\delta E_j^{lit}$ . Погрешность справочных значений  $\delta E_j^{lit}$  можно взять из соответствующей литературы.

Все перечисленные погрешности статистически независимы и их можно складывать в квадратах для получения общей погрешности энергетических уровней  $E_i$ :

$$\delta E_i = \left\{ \sum_j C_{ij}^2 [p_j \Delta E_j^{lit}]^2 + \sum_j C_{ij}^2 \left[ \sum_j \left( w_{jk}^2 \Delta \nu_{jk}^2 + w_{kj}^2 \Delta \nu_{kj}^2 \right) \right] \right\}^{1/2}. \quad (2.14)$$

Все погрешности в таблицах ниже, приведенные в круглых скобках после соответствующего значения, должны интерпретироваться как величины с таким же количеством значащих цифр после запятой. Например, 123.4(56) означает  $123.4 \pm 5.6$ .

## 2.2. Расчёт вероятностей переходов

### 2.2.1. Общий формализм

В модели оптически тонкой плазмы в условиях локального термодинамического равновесия заселенность электронных уровней можно описать распределением Больцмана. Тогда относительные интенсивности определяются только дипольными матричными элементами переходов (вероятностью перехода или силами осцилляторов) (см. 2.1).

Вероятность перехода  $A_{k \rightarrow i}$  в большинстве экспериментальных работ определяется из измерений времени жизни верхнего возбужденного уровня  $\tau_k$ :

$$\tau_k = \sum_l A_{k \rightarrow l}^{-1}. \quad (2.15)$$

В случае электрического дипольного перехода между состояниями  $i \rightarrow k$ , вырожденными с кратностью  $g_k$  и  $g_i$ , понятие силы линий  $S_{i \rightarrow k}$  и силы

осцилляторов  $f_{i \rightarrow k}$  (безразмерная величина) в общем виде с учетом правил отбора выражаются через дипольный матричный элемент [49]:

$$\begin{aligned} S_{i \rightarrow k} &= \sum_{i,k} |\mathcal{D}_{i \rightarrow k}|^2, \\ -f_{i \rightarrow k} &= \frac{2m}{3\hbar e^2} \frac{\omega_{i \rightarrow k}}{g_i} S_{i \rightarrow k}, \\ A_{k \rightarrow i} &= \frac{4\omega^3}{3\hbar c^3} \frac{1}{g_k} S_{i \rightarrow k} = \frac{2\omega^2 e^2}{mc^3} |f_{i \rightarrow k}|. \end{aligned} \quad (2.16)$$

В качестве основной теоретической характеристики удобнее всего использовать силу линий  $S_{i \rightarrow k}$ , так как остальные величины — сила осцилляторов  $f_{i \rightarrow k}$  и вероятность перехода  $A_{k \rightarrow i}$  — легко выражаются через нее. Охарактеризовывать дипольные переходы с помощью сил линий удобно также благодаря тому, что интенсивности линий пропорциональны силам линий. А так как заселённость электронного уровня пропорциональна статистическому весу этого уровня  $g$ , то нужно иметь в виду соотношения:

$$I \sim gA \sim g|f| \sim S. \quad (2.17)$$

Все приведенные формулы в данном разделе записаны в общем виде. Индексы состояний  $|i\rangle$  и  $|k\rangle$  должны конкретизироваться при проведении расчетов таким образом, чтобы отражать схему связи моментов, выбираемую для описания взаимодействия электронов в конкретном атоме. Все наблюдаемые в эксперименте переходы в рассматриваемых атомах имели LS схему связи, в приближении которой любое состояние электрона описывается набором квантовых чисел  $SLJM$ , тогда  $|i\rangle = |S_i L_i J_i M_i\rangle$ .

$$S_{i \rightarrow k} = \langle S_i L_i J_i M_i || D || S_k L_k J_k M_k \rangle = S(S_i L_i; S_k L_k) Q_{ik}, \quad (2.18)$$

где

$$S(S_i L_i; S_k L_k) = (2S_i + 1) |\langle L_i \parallel D \parallel L_k \rangle|^2, \quad (2.19)$$

$$Q_{ik} = \frac{(2J_i + 1)(2J_k + 1)}{2S_i + 1} \left\{ \begin{array}{ccc} L_i & J_i & S_i \\ J_k & L_k & 1 \end{array} \right\}^2. \quad (2.20)$$

Можно заметить, что величиной  $Q(2L+1)(2S+1)$  определяются относительные интенсивности компонент мультиплета. Таким образом, из всех компонент мультиплета обычно наиболее интенсивны те, для которых изменение  $J$  и  $L$  одинаково. А наибольшим значениям  $J$  начального уровня соответствуют наиболее интенсивные линии.

Также можно заметить, что суммарная вероятность и сумма сил осцилляторов всех переходов в пределах одного мультиплета не зависит от  $J$ , а сумма сил линий пропорциональна  $(2J+1)$ . Тогда населенности мультиплетных уровней  $N_1$  и  $N_2$  связаны соотношением:

$$N_1 : N_2 = (2J_1 + 1) : (2J_2 + 1). \quad (2.21)$$

Так, часто для идентификации линий, удобно использовать правило, по которому сумма интенсивностей всех линий мультиплета, имеющих один и тот же начальный (либо конечный) уровень, пропорциональна статистическому весу данного уровня.

В случае одного электрона вне заполненных оболочек квантовые числа состояния являются квантовыми числами валентного электрона. В этом случае можно упростить формулы 2.18 и 2.19:

$$S_{i \rightarrow k} = Q(1/2L_i J_i; 1/2L_k J_k) |\langle n_i l_i \parallel D \parallel n_k l_k \rangle|^2, \quad (2.22)$$

Вводя радиальный дипольный матричный элемент

$$\mathcal{D}_{ik} = \int_0^{\infty} dr r^3 R_{n_i l_i j_i}(r) R_{n_k l_k j_k}(r), \quad (2.23)$$

и учесть, что

$$|\langle n_k l_k \parallel D \parallel n_i l_i \rangle| = -e l_{\max} \int dr r^3 R_{n_i l_i}(r) R_{n_k l_k}(r), \quad (2.24)$$

получаем следующие соотношения [49]:

$$A_{k \rightarrow i} = \frac{8\alpha}{3c^2} \frac{\omega_{ik}^3}{2j_k + 1} Q_{ik} l_{\max} |\mathcal{D}_{ik}|^2$$

$$f_{i \rightarrow k} = \frac{4m_e}{3\hbar} \frac{\omega_{ik}}{2j_i + 1} Q_{ik} l_{\max} |\mathcal{D}_{ik}|^2 \quad (2.25)$$

$$S_{i \rightarrow k} = 2e^2 Q_{ik} l_{\max} |\mathcal{D}_{ik}|^2, \quad (2.26)$$

где  $l_{\max} = \max\{l_k, l_i\}$ , а угловые матричные элементы выражены через  $6j$ -символы

$$Q_{ik} = \frac{1}{2} (2j_i + 1)(2j_k + 1) \left\{ \begin{matrix} l_i & j_i & \frac{1}{2} \\ j_k & l_k & 1 \end{matrix} \right\}^2. \quad (2.27)$$

Таким образом, при теоретическом описании эмиссионных переходов в атомах с двумя электронами вне заполненных оболочек следует использовать общую формулу (2.18) для силы линий, а в случае же одного электрона вне атомного остова расчетные формулы упрощаются до (2.25). При расчете дипольных моментов для каждого конкретного атома следует подробно учитывать особенности его структуры, а также схему связи моментов. Радиальный дипольный матричный элемент можно рассчитать, используя различные приближенные модели, например, метод квантового дефекта.

### 2.2.2. Радиальные функции электрона в модели квантового дефекта

Расчёт дипольного матричного элемента, входящего в выражения (2.16) из первых принципов (*ab initio*) представляет собой довольно трудоемкое численное решение многоэлектронного уравнения Шрёдингера. Для целей данного исследования необходим расчёт большого количества матричных элементов (2.16) для многих атомов с большим числом электронов, что делает

применение *ab initio* методов затруднительным. Кроме того, эти методы плохо приспособлены для расчётов волновых функций ридберговских состояний.

Наиболее удобным методом исследования ридберговских состояний является теория квантового дефекта (Quantum Defect Theory — QDT), которая находит широкое применение во многих приложениях атомно-молекулярной спектроскопии [8]. В формализме одноканальной QDT считается, что один из атомных электронов возбужден, в то время как остальные достаточно сильно связаны с атомным ядром, образуя атомный "остов". Тогда возбужденный электрон движется в потенциале остова и большую часть времени проводит вдали от остова на расстоянии  $r$ , значительно превышающем характерный радиус остова  $r_c$ . При этом взаимодействие электрона с остовом можно считать почти кулоновским; отличие от закона Кулона возникает лишь при  $r < r_c$  и учитывается квантовым дефектом  $\mu$ , входящим в формулу Ридберга (2.6) для энергетических уровней.

Хартри показал, что при  $r > r_c$  решение может быть выражено через линейную комбинацию кулоновских волновых функций. Коэффициенты этой комбинации выражаются через квантовый дефект  $\mu(E)$  как функцию энергии ридберговского электрона. В данной работе будет использоваться следующее представление радиальной волновой функции QDT [55]:

$$R_{nl}(r) = \frac{Z^{1/2}}{r n_{nl}^*} \left[ \frac{\Xi_l(E_{nl})}{\Pi_l(n_{nl}^*)} \right]^{1/2} W_{n_{nl}^*, l+1/2} \left( \frac{2Zr}{n_{nl}^*} \right) \times \\ \times \left[ \Gamma(l+1+n_{nl}^*) \Gamma(n_{nl}^* - l) \left( 1 + \frac{\partial \mu(n_{nl}^*)}{\partial n^*} \right) \right]^{-1/2}. \quad (2.28)$$

Здесь  $n_{nl}^* = Z/\sqrt{-2E_{nl}}$  — эффективное главное квантовое число,  $W$  — функции Уиттекера [56, 57],  $Z$  — заряд атомного ядра.  $\Xi_l(E)$  есть целая функция

энергии, которая определяется на счетном множестве  $E_{nl}$ .

$$\Xi_l(E_{nl}) = \Pi_l(n), \quad n \geq l + 1; \quad (2.29)$$

$$\Pi_l(n^*) = (n^*)^{2l} \left[ \prod_{m=0}^{l-1} (m + \mu_l(E_{nl}) + n^*)(m + 1 - \mu_l(E_{nl}) - n^*) \right]^{-1} \quad (2.30)$$

где квантовый дефект  $\mu_l$ , входящий в формулу (2.30), определяется соотношением

$$\mu_l(E_{nl}) + n_{nl}^* = n, \quad (2.31)$$

где  $n_{nl}^* = Z/\sqrt{-2E_{nl}}$ ,  $n$  – целое число, удовлетворяющее условию  $n \geq l + 1$ .

Нижний индекс  $l$  в вышеприведённых выражениях ( $\mu_l$ ,  $E_{nl}$  и т.д.) отражает тот факт, что квантовый дефект ридберговской серии (например, атома щелочного металла) зависит от орбитального квантового числа этой серии. С учётом тонкого расщепления (которое может быть значительным для первых уровней серии) квантовый дефект  $\mu_{lj}$  серии будет уже зависеть и от полного момента  $j$ . Для более сложных атомов ридберговская серия может, помимо  $l$  и  $j$ , определяться и другими квантовыми числами, возникающими при реализации того или иного типа связи моментов остова и ридберговского электрона.

### 2.2.3. Учёт поляризации атомного остова

Вычисленные силы осцилляторов для одноэлектронных систем в дипольном приближении могут сильно отличаться от экспериментальных данных в особенности для нерезонансных переходов. В рамках дипольного приближения необходимо включать в расчет учет поляризации атомного остова [58–61]. В первом порядке теории возмущений переходы оптического (ридберговского) электрона будут обусловлены не только дипольным взаимодействием  $(\mathbf{r} \cdot \mathbf{E})$  электрона со внешним полем, но также и его взаимодействием с полем  $(\mathbf{r} \cdot \mathbf{E}_c)$  самого атомного остова, обусловленного дипольным моментом

$\mathbf{d}_c = \alpha(\omega)\mathbf{E}$  остова, пропорциональным произведению напряженности внешнего поля и скалярной динамической поляризуемости остова. Таким образом, учет поляризуемости остова состоит в том, что одноэлектронные матричные элементы, входящие в (2.25) будут вычисляться не от оператора  $\mathbf{r}$ , а от оператора

$$\mathbf{r}(1 - \varkappa(r)), \quad (2.32)$$

где фактор  $\varkappa(r)$  связан с полем  $\mathbf{E}_c = -\varkappa(r)\mathbf{E}$  точечного дипольного момента  $\mathbf{d}_c$  (при  $r > r_c$ ):

$$\varkappa(r) = \frac{\alpha(\omega)}{r^3}, \quad r > r_c. \quad (2.33)$$

Для практических вычислений используются следующие регуляризации дипольного поля (2.33) при  $r < r_c$ :

$$\begin{aligned} \varkappa(r) &= \frac{\alpha(\omega)r}{(r^2 + r_0^2)^2} \\ &\text{или} \\ \varkappa(r) &= \frac{\alpha(\omega)r}{r^3} (1 - \exp(-r^6/r_c^6)). \end{aligned} \quad (2.34)$$

Динамическая поляризуемость  $\alpha(\omega)$  атомного остова берётся на частоте вычисляемого перехода. Расчёт динамических поляризуемостей более сложен, чем расчёт сил осцилляторов, поэтому далее используется простейшая аппроксимация

$$\alpha(\omega) = \frac{\alpha(0)}{1 - (\omega/\Delta E_r^c)^2}, \quad (2.35)$$

где  $\Delta E_r^c$  — частота первого резонанса остова. Для небольших частот перехода  $\omega \ll \Delta E_r^c$  выражение (2.35) для динамической поляризуемости, как и следовало, даёт статический предел  $\alpha(0)$ .

### 2.3. Описание программного кода

Весь анализ экспериментальных данных, а также численный расчет матричных элементов производился с помощью программного кода, который был



написан в системе компьютерной алгебры Wolfram Mathematica [48]. Все процедуры программного кода в качестве начальных экспериментальных данных использовали многомерные массивы данных, полученные после процедуры обратного преобразования Фурье от измеренных спектрограмм. Из-за наличия многих массивов данных даже для одного и того же спектрального диапазона все результаты расчетов и анализа сопровождалось автоматическим документированием всех параметров, определяющих экспериментальный спектр или численный расчёт.

Программный код был автоматизирован для *множественных* расчётов и позволял выполнять несколько видов аналитических и расчетных операций:

1. Поиск возможного положения линий переходов атома на основе списка энергетических уровней, известного из существующих баз данных уровней и другой литературы, в том числе:
  - а. поиск примерного расположения линий переходов с неизвестных ранее уровней с высоким орбитальным моментом с помощью формулы Ридберга 2.6 и предположения о небольшой величине квантового дефекта;
  - б. расчет значений сил линий методом QDT для оценки относительной интенсивности переходов в целях классификации линий;
2. Анализ экспериментально полученных массивов данных и извлечение характеристик линий переходов, в том числе:
  - а. поиск оптимального времени после лазерного выстрела  $\tau$ , когда эмиссионная линия максимально интенсивна;
  - б. усреднение профиля линии на временном интервале вблизи максимума интенсивности;

- в. вычитание теплового фона из спектра;
  - г. извлечение значения положения пика линии, а также значения ее ширины на полувысоте с помощью аппроксимации ее профилем Фойгта;
3. Построение графиков Больцмана с использованием извлеченных из эксперимента линий спектра.
  4. Расчет значений энергий уровней для состояний, участвующих в исследуемых переходах.
  5. Расчет дипольных матричных элементов (сил осцилляторов, сил линий и вероятностей переходов) в приближении QDT с использованием полученных новых значений энергетических уровней.
  6. Экспорт результатов в `.tex`-файлы с подробным документированием экспериментальных и расчётных параметров

## 2.4. Сводка результатов второй главы

Во второй главе диссертации кратко излагаются методы, используемые в дальнейших разделах для анализа экспериментальных спектров и теоретических расчётов.

В разделе 2.1 дано общее описание времяразрешенных спектров исследуемых металлов с помощью Фурье-спектрометра и процедуры их обработки. В разделе 2.1.1 обсуждается временная картина затухания интенсивности спектральных линий, а также обосновывается возможность аппроксимации линий лоренцевским профилем. В разделе 2.1.2 приводятся примеры графиков Больцмана, характеризующих лазерную плазму в анализируемом эксперименте. В разделе 2.1.3 обсуждается способ калибровки спектров, анализи-

руются источники погрешностей измеряемых величин и даются оценки этих погрешностей. В разделе 2.1.4 обосновывается необходимость расчётов вероятностей переходов для классификации наблюдаемых спектральных линий. В разделе 2.1.5 описывается процедура извлечения энергий атомных уровней из экспериментально измеренных частот переходов с участием этих уровней; приводится способ оценки погрешностей такой процедуры.

В разделе 2.2 даётся общее описание метода теоретического расчёта вероятностей переходов. В разделе 2.2.1 приводятся общие формулы расчёта атомных матричных элементов в приближении генеалогической схемы; отдельно приводятся формулы для случая одного электрона сверх заполненных оболочек. В разделе 2.2.2 дается краткое введение в одноканальную теорию квантового дефекта (QDT) и приводятся выражения для радиальных функций оптического (ридберговского) электрона в QDT. В разделе 2.2.3 описываются поправки на поляризацию остова при вычислении радиальных матричных элементов.

В разделе 2.3 кратко описаны процедуры программного кода, написанного в системе Wolfram *Mathematica*.

Все методы, описанные в второй главе, использовались для получения и анализа ИК спектров щелочных (литий, натрий, рубидий) и щёлочноземельных металлов (магний, кальций, стронций), а также атомов индия и цинка в результате лазерной абляции поверхностей их соединений: LiF, LiI, NaI, NaCl, RbCl, CaF<sub>2</sub>, MgF<sub>2</sub>, MgCl<sub>2</sub>, SrF<sub>2</sub>, ZnS, In) в вакууме в диапазонах 800–1000, 1000–1200, 1200–1600, 1800–3600, 4100–5000 и 5200–7500 см<sup>-1</sup> с разрешением 0.02 см<sup>-1</sup>. Подробные результаты применения этих методов анализа к имеющимся спектрам приведены в третьей и четвертой главах.

## Глава 3

## Щелочные атомы – Li, Na, Rb

## 3.1. Литий Li I

Наблюдение спектральных линий лития в атмосферах звезд дает астрофизикам важную информацию о первичном нуклеосинтезе, эволюции и вращениях звезд, и даже формировании планет [62–65].

Вопрос идентификации основного источника лития в Галактике (первичного нуклеосинтеза, звезд, или галактических космических лучей), остается неясным [66]. Феномен недостатка лития в звездах, подобных Солнцу (так называемая "космологическая литиевая проблема см., например, [67, 68]) состоит в несогласии между количеством лития, предсказанным стандартной теорией нуклеосинтеза и наблюдаемым количеством, которое описывается с помощью плато Спайта [69, 70].

Предполагается, что феномен истощения лития связан со смешиванием различных температурных слоев по причине диффузии, меридиональной циркуляции и внутренних гравитационных волн [71]. Некоторые модели ставят на первое место вращательный механизм смешивания и предсказывают более сильное истощение лития для некоторых звезд [72–74]. Таким образом, распространение лития является очень эффективным индикатором процессов перемешивания слоев в звездах, и поэтому спектроскопические наблюдения лития в звездах с малым содержанием металлов (в том числе относительно старых звездах солнечного типа) очень важны [71, 75, 76].

Спектроскопическое обнаружение лития в холодных малых объектах может быть использовано для определения их массы и возраста [77]. Недавние спектроскопические исследования с высоким разрешением показали увеличе-

ние количества лития в атмосферах некоторых молодых холодных звезд, которые были классифицированы как богатые литием гиганты К- и М-типа [78] и некоторые карлики [79, 80].

Холодные объекты, такие как карлики, диски, планеты и расширенные атмосферы развивающихся звезд широко изучаются инфракрасной астрономией [2, 21, 81]. Однако, большие возможности ИК астрономии не могут быть полностью использованы без подробной спектроскопической информации о свойствах атомных линий (в частности, длин волн и сил осцилляторов) в ИК-области.

Большая часть исследований по распространению лития основаны на анализе только резонансной линии Li I 670,8 нм, в то время как другие линии, такие как, к примеру, 610,4 нм [82, 83] или линия 812,6 нм [84] могли бы стать отличными индикаторами присутствия лития. Наиболее полный список линий атома Li I, который покрывает диапазон 1800–31000  $\text{см}^{-1}$  (5,6–3,2 микрон), представлен в работе [85]. В настоящее время в литературе отсутствуют данные по длинам волн больше 5,6 микрон.

Наиболее сильные линии в спектрах атомов металлов ниже 1800  $\text{см}^{-1}$  обычно вызваны радиационными переходами между атомными состояниями с высоким орбитальным моментом  $l \geq 4$ . Однако, для лития значения высоких энергетических уровней, таких как  $ng$  ( $n > 5$ ) или  $nh$ , в настоящее время в литературе не известны. Единственный измеренный уровень энергии с высоким  $l$  – это  $5g$  уровень, измеренный в работе [86].

В данной главе приводятся результаты измерения спектра излучения атома Li I, полученного с помощью лазерной абляции мишени из LiF, в диапазоне 1300–2200  $\text{см}^{-1}$ . Целью данных измерений было заполнить существующий в литературе пробел по спектральным линиям лития.

Так как значения  $g$ - ( $n > 5$ ) и  $h$ -уровней отсутствуют в известных источниках, значения энергий для  $n'g$ - и  $n''h$  уровней были найдены с помо-

щью формулы Ридберга 2.6. Так можно определить примерное положение переходов с этих уровней. Далее уже значения новых уровней уточнялись с использованием измеренных значений соответствующих переходов. В случае переходов с близлежащими длинами волн, линии сравнивались по интенсивности и значениям сил осцилляторов, рассчитанным с использованием теории квантового дефекта. Расчеты дипольных матричных элементов для лития оказались вполне удовлетворительными при сравнении с полученными ранее из эксперимента (см. Таблицы 3.1 и 3.2).

Таблица 3.1. Сравнение значений сил осцилляторов Li I ( $f \times 100$ ) со значениями, полученными из разных экспериментальных или расчетных времен жизни уровней

Переход	Данная работа	Другие источники	
		Эксперимент	Теория
$2s_{\frac{1}{2}}-2p_{\frac{3}{2}}$	49.5	$49.82 \pm 0.11$ [87]	49.58 [88]
		$50.2 \pm 1.5$ [89]	49.797 [90]
		$50.04 \pm 0.30$ [91]	49.82 [92]
$2s_{\frac{1}{2}}-2p_{\frac{1}{2}}$	24.7	$24.91 \pm 0.06$ [87]	24.80 [88]
		$25.1 \pm 0.7$ [89]	24.899 [90]
		$25.02 \pm 0.15$ [91]	24.91 [92]
$2p_{\frac{3}{2}}-3s_{\frac{1}{2}}$	11.1		11.00 [88]
$2p_{\frac{1}{2}}-3s_{\frac{1}{2}}$	11.1		11.00 [88]
$2s_{\frac{1}{2}}-3p_{\frac{1}{2}}$	0.151	$0.159 \pm 0.006$ [93]	0.152 [88]
$2s_{\frac{1}{2}}-3p_{\frac{3}{2}}$	0.302	$0.317 \pm 0.013$ [93]	0.304 [88]
$3s_{\frac{1}{2}}-3p_{\frac{1}{2}}$	40.4	$42.4 \pm 1.7$ [93]	40.60 [88]
$3s_{\frac{1}{2}}-3p_{\frac{3}{2}}$	80.9	$84.9 \pm 3.3$ [93]	81.21 [88]
$2p_{\frac{1}{2}}-3d_{\frac{3}{2}}$	64.4	$62.5 \pm 2.1$ [89]	63.65 [88]
$2p_{\frac{3}{2}}-3d_{\frac{3}{2}}$	6.44	$6.3 \pm 0.2$ [89]	6.36 [88]
$2p_{\frac{3}{2}}-3d_{\frac{5}{2}}$	57.9	$56.3 \pm 1.9$ [89]	57.95 [88]
$3p_{\frac{3}{2}}-3d_{\frac{5}{2}}$	6.70	$6.5 \pm 0.2$ [89]	6.70 [88]
$3p_{\frac{1}{2}}-3d_{\frac{3}{2}}$	7.44	$7.2 \pm 0.2$ [89]	7.36 [88]
$3p_{\frac{3}{2}}-3d_{\frac{3}{2}}$	0.744	$0.72 \pm 0.02$ [89]	0.736 [88]
$2p_{\frac{3}{2}}-4s_{\frac{1}{2}}$	1.29	$1.37 \pm 0.04$ [89]	1.28 [88]
		$1.29 \pm 0.04$ [94]	
$2p_{\frac{1}{2}}-4s_{\frac{1}{2}}$	1.29	$1.37 \pm 0.04$ [89]	1.28 [88]
		$1.29 \pm 0.04$ [94]	

Таблица 3.1 – продолжение

Переход	Данная работа	Эксперимент	Теория
$3p_{\frac{3}{2}}-4s_{\frac{1}{2}}$	22.3	$23.72 \pm 0.72$ [89] $22.3 \pm 0.7$ [94]	22.21 [88]
$3p_{\frac{1}{2}}-4s_{\frac{1}{2}}$	22.3	$23.72 \pm 0.72$ [89] $22.3 \pm 0.7$ [94]	22.21 [88]
$2p_{\frac{3}{2}}-5s_{\frac{1}{2}}$	0.433	$0.430 \pm 0.017$ [89] $0.44 \pm 0.04$ [94]	0.431 [88]
$2p_{\frac{1}{2}}-5s_{\frac{1}{2}}$	0.433	$0.430 \pm 0.017$ [89] $0.44 \pm 0.04$ [94]	0.431 [88]
$3p_{\frac{3}{2}}-5s_{\frac{1}{2}}$	2.59	$2.58 \pm 0.10$ [89] $2.7 \pm 0.2$ [94]	2.582 [88]
$3p_{\frac{1}{2}}-5s_{\frac{1}{2}}$	2.59	$2.58 \pm 0.10$ [89] $2.7 \pm 0.2$ [94]	2.582 [88]
$4p_{\frac{3}{2}}-5s_{\frac{1}{2}}$	33.6	$33.4 \pm 1.3$ [89] $34. \pm 3.$ [94]	33.42 [88]
$4p_{\frac{1}{2}}-5s_{\frac{1}{2}}$	33.6	$33.4 \pm 1.3$ [89] $34. \pm 3.$ [94]	33.42 [88]

В Таблице 3.1 сравниваются рассчитанные QDT методом значения сил осцилляторов  $f$  (в таблице приведены безразмерные значения  $f \times 100$ ) со значениями, полученными из разных экспериментальных или расчетных времен жизни уровней. Времена жизни в цитируемых работах были получены

- при помощи лазерной спектроскопии с газовой мишенью [87];
- при помощи импульсного лазера на красителях и техники счета одиночных фотонов [89];
- из теоретических расчетов с учетом поправок на поляризацию остова, спин-орбитальное взаимодействие и фоновое тепловое излучение [88];
- из высокоточных вычислений волновых функций вариационным методом в пространстве координат Хиллерааса [90];

- из измерений методом фотоассоциативной спектроскопии ультрахолодного лития [91];
- из расчетов в приближении многочастичной теории возмущений в учете всех порядков [92];
- спектроскопическим методом пересечения уровней [93];
- из измеренных спектров паров металлов в печи, основанной на применении эффекта тепловой трубы [94].

Процедура извлечения значений сил осцилляторов  $f$  из известных значений времен жизни уровней осуществлялась с использованием формулы 2.15.

Таблица 3.2. Сравнение полученных значений сил осцилляторов  $f$  Li I со значениями из обзорной работы [95]

Переход	Данная работа	Другие источники	
$2s_{\frac{1}{2}}-2p_{\frac{3}{2}}$	4.95E-1	4.9798E-1	[90] LS
$2s_{\frac{1}{2}}-2p_{\frac{1}{2}}$	2.47E-1	2.4898E-1	[90] LS
$2s_{\frac{1}{2}}-3p_{\frac{3}{2}}$	3.04E-3	3.141E-3	[96] LS
$2s_{\frac{1}{2}}-3p_{\frac{1}{2}}$	1.52E-3	1.570E-3	[96] LS
$2s_{\frac{1}{2}}-4p_{\frac{3}{2}}$	2.75E-3	2.812E-3	[97] LS
$2s_{\frac{1}{2}}-4p_{\frac{1}{2}}$	1.38E-3	1.406E-3	[97] LS
$2s_{\frac{1}{2}}-5p_{\frac{3}{2}}$	1.65E-3	1.733E-3	[98]
$2s_{\frac{1}{2}}-5p_{\frac{1}{2}}$	8.26E-4	8.863E-4	[98]
$2s_{\frac{1}{2}}-6p_{\frac{3}{2}}$	1.01E-3	1.054E-3	[98]
$2s_{\frac{1}{2}}-6p_{\frac{1}{2}}$	5.07E-4	5.269E-4	[98]
$2s_{\frac{1}{2}}-7p_{\frac{3}{2}}$	6.62E-4	6.749E-4	[98]
$2s_{\frac{1}{2}}-7p_{\frac{1}{2}}$	3.31E-4	3.373E-4	[98]
$2s_{\frac{1}{2}}-8p_{\frac{3}{2}}$	4.61E-4	4.582E-4	[98]
$2s_{\frac{1}{2}}-8p_{\frac{1}{2}}$	2.31E-4	2.291E-4	[98]
$2s_{\frac{1}{2}}-9p_{\frac{3}{2}}$	3.17E-4	3.241E-4	[98]
$2s_{\frac{1}{2}}-9p_{\frac{1}{2}}$	1.58E-4	1.620E-4	[98]
$2s_{\frac{1}{2}}-10p_{\frac{1}{2}}$	1.19E-4	1.74E-4	[99]
$2s_{\frac{1}{2}}-10p_{\frac{3}{2}}$	2.38E-4	3.49E-4	[99]
$2s_{\frac{1}{2}}-11p_{\frac{3}{2}}$	2.41e-4	2.73E-4	[99]
$2s_{\frac{1}{2}}-11p_{\frac{1}{2}}$	1.20e-4	1.37E-4	[99]
$2s_{\frac{1}{2}}-12p_{\frac{1}{2}}$	0.68e-4	1.10E-4	[99]
$2s_{\frac{1}{2}}-12p_{\frac{3}{2}}$	1.35e-4	2.20E-4	[99]
$2s_{\frac{1}{2}}-13p_{\frac{1}{2}}$	5.53e-5	8.91E-5	[99]



Таблица 3.2 – продолжение

Переход	Данная работа	Другие источники	
$2s_{\frac{1}{2}}-13p_{\frac{3}{2}}$	1.11e-4	1.78E-4	[99]
$2p_{\frac{3}{2}}-3s_{\frac{1}{2}}$	1.11E-1	1.1050E-1	[96] LS
$2p_{\frac{1}{2}}-3s_{\frac{1}{2}}$	1.11E-1	1.1051E-1	[96] LS
$2p_{\frac{3}{2}}-3d_{\frac{5}{2}}$	5.79E-1	5.747E-1	[90] LS
$2p_{\frac{1}{2}}-3d_{\frac{3}{2}}$	6.44E-1	6.3858E-1	[90] LS
$2p_{\frac{3}{2}}-3d_{\frac{3}{2}}$	6.44E-2	6.3857E-2	[90] LS
$2p_{\frac{3}{2}}-4s_{\frac{1}{2}}$	1.29E-2	1.283E-2	[96] LS
$2p_{\frac{1}{2}}-4s_{\frac{1}{2}}$	1.29E-2	1.283E-2	[96] LS
$2p_{\frac{3}{2}}-4d_{\frac{5}{2}}$	1.11E-1	1.107E-1	[97] LS
$2p_{\frac{1}{2}}-4d_{\frac{3}{2}}$	1.24E-1	1.230E-1	[97] LS
$2p_{\frac{3}{2}}-4d_{\frac{3}{2}}$	1.24E-2	1.230E-2	[97] LS
$2p_{\frac{3}{2}}-5s_{\frac{1}{2}}$	4.33E-3	4.34E-3	[100] LS
$2p_{\frac{1}{2}}-5s_{\frac{1}{2}}$	4.33E-3	4.34E-3	[100] LS
$2p_{\frac{3}{2}}-5d_{\frac{5}{2}}$	4.20E-2	4.16E-2	[100] LS
$2p_{\frac{1}{2}}-5d_{\frac{3}{2}}$	4.66E-2	4.63E-2	[100] LS
$2p_{\frac{3}{2}}-5d_{\frac{3}{2}}$	4.66E-3	4.63E-3	[100] LS
$2p_{\frac{3}{2}}-6s_{\frac{1}{2}}$	2.04E-3	2.05E-3	[100] LS
$2p_{\frac{1}{2}}-6s_{\frac{1}{2}}$	2.04E-3	2.05E-3	[100] LS
$2p_{\frac{3}{2}}-6d_{\frac{5}{2}}$	2.08E-2	2.055E-2	[98] LS
$2p_{\frac{1}{2}}-6d_{\frac{3}{2}}$	2.31E-2	2.283E-2	[98] LS
$2p_{\frac{3}{2}}-6d_{\frac{3}{2}}$	2.31E-3	2.283E-3	[98] LS
$2p_{\frac{3}{2}}-7s_{\frac{1}{2}}$	1.14E-3	1.15E-3	[100] LS
$2p_{\frac{1}{2}}-7s_{\frac{1}{2}}$	1.14E-3	1.15E-3	[100] LS
$2p_{\frac{3}{2}}-7d_{\frac{5}{2}}$	1.20E-2	1.183E-2	[98] LS
$2p_{\frac{1}{2}}-7d_{\frac{3}{2}}$	1.33E-2	1.314E-2	[98] LS
$2p_{\frac{3}{2}}-7d_{\frac{3}{2}}$	1.33E-3	1.314E-3	[98] LS
$2p_{\frac{3}{2}}-8s_{\frac{1}{2}}$	7.07E-4	7.11E-4	[100] LS
$2p_{\frac{1}{2}}-8s_{\frac{1}{2}}$	7.07E-4	7.11E-4	[100] LS
$2p_{\frac{3}{2}}-8d_{\frac{5}{2}}$	7.55E-3	7.519E-3	[98] LS
$2p_{\frac{1}{2}}-8d_{\frac{3}{2}}$	8.39E-3	8.354E-3	[98] LS
$2p_{\frac{3}{2}}-8d_{\frac{3}{2}}$	8.39E-4	8.354E-4	[98] LS
$2p_{\frac{3}{2}}-9d_{\frac{5}{2}}$	5.09E-3	5.090E-3	[98] LS
$2p_{\frac{1}{2}}-9d_{\frac{3}{2}}$	5.66E-3	5.656E-3	[98] LS
$2p_{\frac{3}{2}}-9d_{\frac{3}{2}}$	5.66E-4	5.656E-4	[98] LS
$3s_{\frac{1}{2}}-3p_{\frac{3}{2}}$	8.09E-1	8.102E-1	[96] LS
$3s_{\frac{1}{2}}-3p_{\frac{1}{2}}$	4.04E-1	4.051E-1	[96] LS
$3s_{\frac{1}{2}}-4p_{\frac{3}{2}}$	2.74E-5	2.4E-5	[97], [100] LS
$3s_{\frac{1}{2}}-4p_{\frac{1}{2}}$	1.38E-5	1.2E-5	[97], [100] LS
$3s_{\frac{1}{2}}-5p_{\frac{3}{2}}$	8.49E-4	8.68E-4	[100] LS
$3s_{\frac{1}{2}}-5p_{\frac{1}{2}}$	4.25E-4	4.34E-4	[100] LS
$3s_{\frac{1}{2}}-6p_{\frac{3}{2}}$	7.43E-4	7.54E-4	[100] LS
$3s_{\frac{1}{2}}-6p_{\frac{1}{2}}$	3.72E-4	3.77E-4	[100] LS
$3s_{\frac{1}{2}}-7p_{\frac{3}{2}}$	5.48E-4	5.51E-4	[100] LS
$3s_{\frac{1}{2}}-7p_{\frac{1}{2}}$	2.74E-4	2.75E-4	[100] LS

Таблица 3.2 – продолжение

Переход	Данная работа	Другие источники	
$3s_{\frac{1}{2}}-8p_{\frac{3}{2}}$	4.10E-4	3.95E-4	[100] LS
$3s_{\frac{1}{2}}-8p_{\frac{1}{2}}$	2.05E-4	1.97E-4	[100] LS
$3p_{\frac{3}{2}}-3d_{\frac{5}{2}}$	6.70E-2	6.62E-2	[96] LS
$3p_{\frac{1}{2}}-3d_{\frac{3}{2}}$	7.45E-2	7.36E-2	[96] LS
$3p_{\frac{3}{2}}-3d_{\frac{3}{2}}$	7.45E-3	7.36E-3	[96] LS
$3p_{\frac{3}{2}}-4s_{\frac{1}{2}}$	2.23E-1	2.230E-1	[96] LS
$3p_{\frac{1}{2}}-4s_{\frac{1}{2}}$	2.23E-1	2.230E-1	[96] LS
$3p_{\frac{3}{2}}-4d_{\frac{5}{2}}$	4.71E-1	4.704E-1	[97] LS
$3p_{\frac{1}{2}}-4d_{\frac{3}{2}}$	5.23E-1	5.227E-1	[97] LS
$3p_{\frac{3}{2}}-4d_{\frac{3}{2}}$	5.23E-2	5.227E-2	[97] LS
$3p_{\frac{3}{2}}-5s_{\frac{1}{2}}$	2.59E-2	2.60E-2	[100] LS
$3p_{\frac{1}{2}}-5s_{\frac{1}{2}}$	2.59E-2	2.60E-2	[100] LS
$3p_{\frac{3}{2}}-5d_{\frac{5}{2}}$	1.17E-1	1.17E-1	[100] LS
$3p_{\frac{1}{2}}-5d_{\frac{3}{2}}$	1.30E-1	1.30E-1	[100] LS
$3p_{\frac{3}{2}}-5d_{\frac{3}{2}}$	1.30E-2	1.30E-2	[100] LS
$3p_{\frac{3}{2}}-6s_{\frac{1}{2}}$	8.87E-3	8.88E-3	[100] LS
$3p_{\frac{1}{2}}-6s_{\frac{1}{2}}$	8.87E-3	8.88E-3	[100] LS
$3p_{\frac{3}{2}}-6d_{\frac{5}{2}}$	4.90E-2	4.90E-2	[100] LS
$3p_{\frac{1}{2}}-6d_{\frac{3}{2}}$	5.45E-2	5.44E-2	[100] LS
$3p_{\frac{3}{2}}-6d_{\frac{3}{2}}$	5.45E-3	5.44E-3	[100] LS
$3p_{\frac{3}{2}}-7s_{\frac{1}{2}}$	4.26E-3	4.27E-3	[100] LS
$3p_{\frac{1}{2}}-7s_{\frac{1}{2}}$	4.26E-3	4.27E-3	[100] LS
$3p_{\frac{3}{2}}-7d_{\frac{5}{2}}$	2.58E-2	2.58E-2	[100] LS
$3p_{\frac{1}{2}}-7d_{\frac{3}{2}}$	2.87E-2	2.87E-2	[100] LS
$3p_{\frac{3}{2}}-7d_{\frac{3}{2}}$	2.87E-3	2.87E-3	[100] LS
$3p_{\frac{3}{2}}-8s_{\frac{1}{2}}$	2.43E-3	2.44E-3	[100] LS
$3p_{\frac{1}{2}}-8s_{\frac{1}{2}}$	2.43E-3	2.44E-3	[100] LS
$3p_{\frac{3}{2}}-8d_{\frac{5}{2}}$	1.55E-2	1.55E-2	[100] LS
$3p_{\frac{1}{2}}-8d_{\frac{3}{2}}$	1.72E-2	1.72E-2	[100] LS
$3p_{\frac{3}{2}}-8d_{\frac{3}{2}}$	1.72E-3	1.72E-3	[100] LS
$3d_{\frac{5}{2}}-4p_{\frac{3}{2}}$	1.82E-2	1.797E-2	[97] LS
$3d_{\frac{3}{2}}-4p_{\frac{1}{2}}$	1.51E-2	1.498E-2	[97] LS
$3d_{\frac{3}{2}}-4p_{\frac{3}{2}}$	3.03E-3	2.996E-3	[97] LS
$3d_{\frac{5}{2}}-4f_{\frac{7}{2}}$	9.68E-1	9.669E-1	[101] LS
$3d_{\frac{3}{2}}-4f_{\frac{5}{2}}$	1.02	1.015	[101] LS
$3d_{\frac{5}{2}}-4f_{\frac{5}{2}}$	4.84E-2	4.835E-2	[101] LS
$3d_{\frac{5}{2}}-5p_{\frac{3}{2}}$	3.48E-3	3.43E-3	[100] LS
$3d_{\frac{3}{2}}-5p_{\frac{1}{2}}$	2.90E-3	2.86E-3	[100] LS
$3d_{\frac{3}{2}}-5p_{\frac{3}{2}}$	5.81E-4	5.72E-4	[100] LS
$3d_{\frac{5}{2}}-5f_{\frac{7}{2}}$	1.50E-1	1.496E-1	[101] LS
$3d_{\frac{3}{2}}-5f_{\frac{5}{2}}$	1.57E-1	1.571E-1	[101] LS
$3d_{\frac{5}{2}}-5f_{\frac{5}{2}}$	7.48E-3	7.480E-3	[101] LS
$3d_{\frac{5}{2}}-6p_{\frac{3}{2}}$	1.31E-3	1.29E-3	[100] LS
$3d_{\frac{3}{2}}-6p_{\frac{1}{2}}$	1.10E-3	1.08E-3	[100] LS

Таблица 3.2 – продолжение

Переход	Данная работа	Другие источники	
$3d_{\frac{3}{2}}-6p_{\frac{3}{2}}$	2.19E-4	2.15E-4	[100] LS
$3d_{\frac{5}{2}}-7p_{\frac{3}{2}}$	6.57E-4	6.46E-4	[100] LS
$3d_{\frac{3}{2}}-7p_{\frac{1}{2}}$	5.48E-4	5.39E-4	[100] LS
$3d_{\frac{3}{2}}-7p_{\frac{3}{2}}$	1.10E-4	1.08E-4	[100] LS
$3d_{\frac{5}{2}}-8p_{\frac{3}{2}}$	3.86E-4	3.75E-4	[100] LS
$3d_{\frac{3}{2}}-8p_{\frac{1}{2}}$	3.21E-4	3.13E-4	[100] LS
$3d_{\frac{3}{2}}-8p_{\frac{3}{2}}$	6.43E-5	6.25E-5	[100] LS
$4s_{\frac{1}{2}}-4p_{\frac{3}{2}}$	1.09	1.095	[97] LS
$4s_{\frac{1}{2}}-4p_{\frac{1}{2}}$	5.47E-1	5.477E-1	[97] LS
$4s_{\frac{1}{2}}-5p_{\frac{3}{2}}$	6.59E-4	6.35E-4	[100] LS
$4s_{\frac{1}{2}}-5p_{\frac{1}{2}}$	3.29E-4	3.17E-4	[100] LS
$4s_{\frac{1}{2}}-6p_{\frac{3}{2}}$	1.86E-4	1.94E-4	[100] LS
$4s_{\frac{1}{2}}-6p_{\frac{1}{2}}$	9.32E-5	9.70E-5	[100] LS
$4s_{\frac{1}{2}}-7p_{\frac{3}{2}}$	3.25E-4	3.24E-4	[100] LS
$4s_{\frac{1}{2}}-7p_{\frac{1}{2}}$	1.62E-4	1.62E-4	[100] LS
$4s_{\frac{1}{2}}-8p_{\frac{3}{2}}$	3.11E-4	2.91E-4	[100] LS
$4s_{\frac{1}{2}}-8p_{\frac{1}{2}}$	1.56E-4	1.45E-4	[100] LS
$4p_{\frac{3}{2}}-4d_{\frac{5}{2}}$	1.22E-1	1.209E-1	[97] LS
$4p_{\frac{1}{2}}-4d_{\frac{3}{2}}$	1.36E-1	1.343E-1	[97] LS
$4p_{\frac{3}{2}}-4d_{\frac{3}{2}}$	1.36E-2	1.343E-2	[97] LS
$4p_{\frac{3}{2}}-5s_{\frac{1}{2}}$	3.36E-1	3.35E-1	[100] LS
$4p_{\frac{1}{2}}-5s_{\frac{1}{2}}$	3.36E-1	3.35E-1	[100] LS
$4p_{\frac{3}{2}}-5d_{\frac{5}{2}}$	4.42E-1	4.45E-1	[100] LS
$4p_{\frac{1}{2}}-5d_{\frac{3}{2}}$	4.91E-1	4.95E-1	[100] LS
$4p_{\frac{3}{2}}-5d_{\frac{3}{2}}$	4.91E-2	4.95E-2	[100] LS
$4p_{\frac{3}{2}}-6s_{\frac{1}{2}}$	3.86E-2	3.87E-2	[100] LS
$4p_{\frac{1}{2}}-6s_{\frac{1}{2}}$	3.86E-2	3.87E-2	[100] LS
$4p_{\frac{3}{2}}-6d_{\frac{5}{2}}$	1.19E-1	1.20E-1	[100] LS
$4p_{\frac{1}{2}}-6d_{\frac{3}{2}}$	1.32E-1	1.33E-1	[100] LS
$4p_{\frac{3}{2}}-6d_{\frac{3}{2}}$	1.32E-2	1.33E-2	[100] LS
$4p_{\frac{3}{2}}-7s_{\frac{1}{2}}$	1.32E-2	1.33E-2	[100] LS
$4p_{\frac{1}{2}}-7s_{\frac{1}{2}}$	1.32E-2	1.33E-2	[100] LS
$4p_{\frac{3}{2}}-7d_{\frac{5}{2}}$	5.22E-2	5.24E-2	[100] LS
$4p_{\frac{1}{2}}-7d_{\frac{3}{2}}$	5.80E-2	5.83E-2	[100] LS
$4p_{\frac{3}{2}}-7d_{\frac{3}{2}}$	5.80E-3	5.83E-3	[100] LS
$4p_{\frac{3}{2}}-8s_{\frac{1}{2}}$	6.41E-3	6.42E-3	[100] LS
$4p_{\frac{1}{2}}-8s_{\frac{1}{2}}$	6.41E-3	6.42E-3	[100] LS
$4p_{\frac{3}{2}}-8d_{\frac{5}{2}}$	2.84E-2	2.84E-2	[100] LS
$4p_{\frac{1}{2}}-8d_{\frac{3}{2}}$	3.15E-2	3.15E-2	[100] LS
$4p_{\frac{3}{2}}-8d_{\frac{3}{2}}$	3.15E-3	3.15E-3	[100] LS
$4d_{\frac{5}{2}}-5p_{\frac{3}{2}}$	4.41E-2	4.35E-2	[100] LS
$4d_{\frac{3}{2}}-5p_{\frac{1}{2}}$	3.68E-2	3.62E-2	[100] LS
$4d_{\frac{3}{2}}-5p_{\frac{3}{2}}$	7.36E-3	7.25E-3	[100] LS
$4d_{\frac{5}{2}}-6p_{\frac{3}{2}}$	8.76E-3	8.65E-3	[100] LS

Таблица 3.2 – продолжение

Переход	Данная работа	Другие источники	
$4d_{\frac{3}{2}}-6p_{\frac{1}{2}}$	7.30E-3	7.21E-3	[100] LS
$4d_{\frac{3}{2}}-6p_{\frac{3}{2}}$	1.46E-3	1.44E-3	[100] LS
$4d_{\frac{5}{2}}-7p_{\frac{3}{2}}$	3.38E-3	3.33E-3	[100] LS
$4d_{\frac{3}{2}}-7p_{\frac{1}{2}}$	2.82E-3	2.78E-3	[100] LS
$4d_{\frac{3}{2}}-7p_{\frac{3}{2}}$	5.63E-4	5.55E-4	[100] LS
$4d_{\frac{5}{2}}-8p_{\frac{3}{2}}$	1.73E-3	1.68E-3	[100] LS
$4d_{\frac{3}{2}}-8p_{\frac{1}{2}}$	1.44E-3	1.40E-3	[100] LS
$4d_{\frac{3}{2}}-8p_{\frac{3}{2}}$	2.88E-4	2.80E-4	[100] LS
$5s_{\frac{1}{2}}-5p_{\frac{3}{2}}$	1.37	1.37	[100] LS
$5s_{\frac{1}{2}}-5p_{\frac{1}{2}}$	6.84E-1	6.85E-1	[100] LS
$5s_{\frac{1}{2}}-6p_{\frac{3}{2}}$	2.32E-3	2.28E-3	[100] LS
$5s_{\frac{1}{2}}-6p_{\frac{1}{2}}$	1.16E-3	1.14E-3	[100] LS
$5s_{\frac{1}{2}}-8p_{\frac{3}{2}}$	1.37E-4	1.16E-4	[100] LS
$5s_{\frac{1}{2}}-8p_{\frac{1}{2}}$	6.83E-5	5.82E-5	[100] LS
$5p_{\frac{3}{2}}-5d_{\frac{5}{2}}$	1.72E-1	1.71E-1	[100] LS
$5p_{\frac{1}{2}}-5d_{\frac{3}{2}}$	1.91E-1	1.90E-1	[100] LS
$5p_{\frac{3}{2}}-5d_{\frac{3}{2}}$	1.91E-2	1.90E-2	[100] LS
$5p_{\frac{3}{2}}-6s_{\frac{1}{2}}$	4.48E-1	4.49E-1	[100] LS
$5p_{\frac{1}{2}}-6s_{\frac{1}{2}}$	4.48E-1	4.49E-1	[100] LS
$5p_{\frac{3}{2}}-6d_{\frac{5}{2}}$	4.39E-1	4.44E-1	[100] LS
$5p_{\frac{1}{2}}-6d_{\frac{3}{2}}$	4.88E-1	4.93E-1	[100] LS
$5p_{\frac{3}{2}}-6d_{\frac{3}{2}}$	4.88E-2	4.93E-2	[100] LS
$5p_{\frac{3}{2}}-7s_{\frac{1}{2}}$	5.10E-2	5.11E-2	[100] LS
$5p_{\frac{1}{2}}-7s_{\frac{1}{2}}$	5.10E-2	5.11E-2	[100] LS
$5p_{\frac{3}{2}}-7d_{\frac{5}{2}}$	1.22E-1	1.23E-1	[100] LS
$5p_{\frac{1}{2}}-7d_{\frac{3}{2}}$	1.36E-1	1.37E-1	[100] LS
$5p_{\frac{3}{2}}-7d_{\frac{3}{2}}$	1.36E-2	1.37E-2	[100] LS
$5p_{\frac{3}{2}}-8s_{\frac{1}{2}}$	1.74E-2	1.75E-2	[100] LS
$5p_{\frac{1}{2}}-8s_{\frac{1}{2}}$	1.74E-2	1.75E-2	[100] LS
$5p_{\frac{3}{2}}-8d_{\frac{5}{2}}$	5.48E-2	5.50E-2	[100] LS
$5p_{\frac{1}{2}}-8d_{\frac{3}{2}}$	6.09E-2	6.11E-2	[100] LS
$5p_{\frac{3}{2}}-8d_{\frac{3}{2}}$	6.09E-3	6.11E-3	[100] LS
$5d_{\frac{5}{2}}-6p_{\frac{3}{2}}$	7.43E-2	7.32E-2	[100] LS
$5d_{\frac{3}{2}}-6p_{\frac{1}{2}}$	6.19E-2	6.10E-2	[100] LS
$5d_{\frac{3}{2}}-6p_{\frac{3}{2}}$	1.24E-2	1.22E-2	[100] LS
$5d_{\frac{5}{2}}-7p_{\frac{3}{2}}$	1.51E-2	1.49E-2	[100] LS
$5d_{\frac{3}{2}}-7p_{\frac{1}{2}}$	1.26E-2	1.24E-2	[100] LS
$5d_{\frac{3}{2}}-7p_{\frac{3}{2}}$	2.51E-3	2.48E-3	[100] LS
$5d_{\frac{5}{2}}-8p_{\frac{3}{2}}$	5.93E-3	5.79E-3	[100] LS
$5d_{\frac{3}{2}}-8p_{\frac{1}{2}}$	4.94E-3	4.82E-3	[100] LS
$5d_{\frac{3}{2}}-8p_{\frac{3}{2}}$	9.88E-4	9.65E-4	[100] LS
$6s_{\frac{1}{2}}-6p_{\frac{3}{2}}$	1.64	1.64	[100] LS
$6s_{\frac{1}{2}}-6p_{\frac{1}{2}}$	8.19E-1	8.19E-1	[100] LS
$6s_{\frac{1}{2}}-7p_{\frac{3}{2}}$	4.30E-3	4.31E-3	[100] LS

Таблица 3.2 – продолжение

Переход	Данная работа	Другие источники	
$6s_{\frac{1}{2}}-7p_{\frac{1}{2}}$	2.15E-3	2.15E-3	[100] LS
$6p_{\frac{3}{2}}-6d_{\frac{5}{2}}$	2.18E-1	2.20E-1	[100] LS
$6p_{\frac{1}{2}}-6d_{\frac{3}{2}}$	2.42E-1	2.44E-1	[100] LS
$6p_{\frac{3}{2}}-6d_{\frac{3}{2}}$	2.42E-2	2.44E-2	[100] LS
$6p_{\frac{3}{2}}-7s_{\frac{1}{2}}$	5.61E-1	5.61E-1	[100] LS
$6p_{\frac{1}{2}}-7s_{\frac{1}{2}}$	5.61E-1	5.61E-1	[100] LS
$6p_{\frac{3}{2}}-7d_{\frac{5}{2}}$	4.48E-1	4.54E-1	[100] LS
$6p_{\frac{1}{2}}-7d_{\frac{3}{2}}$	4.98E-1	5.05E-1	[100] LS
$6p_{\frac{3}{2}}-7d_{\frac{3}{2}}$	4.98E-2	5.05E-2	[100] LS
$6p_{\frac{3}{2}}-8s_{\frac{1}{2}}$	6.31E-2	6.32E-2	[100] LS
$6p_{\frac{1}{2}}-8s_{\frac{1}{2}}$	6.31E-2	6.32E-2	[100] LS
$6p_{\frac{3}{2}}-8d_{\frac{5}{2}}$	1.27E-1	1.27E-1	[100] LS
$6p_{\frac{1}{2}}-8d_{\frac{3}{2}}$	1.41E-1	1.41E-1	[100] LS
$6p_{\frac{3}{2}}-8d_{\frac{3}{2}}$	1.41E-2	1.41E-2	[100] LS
$6d_{\frac{5}{2}}-7p_{\frac{3}{2}}$	1.07E-1	1.05E-1	[100] LS
$6d_{\frac{3}{2}}-7p_{\frac{1}{2}}$	8.93E-2	8.74E-2	[100] LS
$6d_{\frac{3}{2}}-7p_{\frac{3}{2}}$	1.79E-2	1.75E-2	[100] LS
$6d_{\frac{5}{2}}-8p_{\frac{3}{2}}$	2.22E-2	2.17E-2	[100] LS
$6d_{\frac{3}{2}}-8p_{\frac{1}{2}}$	1.85E-2	1.81E-2	[100] LS
$6d_{\frac{3}{2}}-8p_{\frac{3}{2}}$	3.70E-3	3.61E-3	[100] LS
$7s_{\frac{1}{2}}-7p_{\frac{3}{2}}$	1.91	1.91	[100] LS
$7s_{\frac{1}{2}}-7p_{\frac{1}{2}}$	9.53E-1	9.55E-1	[100] LS
$7s_{\frac{1}{2}}-8p_{\frac{3}{2}}$	6.15E-3	6.54E-3	[100] LS
$7s_{\frac{1}{2}}-8p_{\frac{1}{2}}$	3.07E-3	3.27E-3	[100] LS
$7p_{\frac{3}{2}}-7d_{\frac{5}{2}}$	2.64E-1	2.64E-1	[100] LS
$7p_{\frac{1}{2}}-7d_{\frac{3}{2}}$	2.94E-1	2.93E-1	[100] LS
$7p_{\frac{3}{2}}-7d_{\frac{3}{2}}$	2.94E-2	2.93E-2	[100] LS
$7p_{\frac{3}{2}}-8s_{\frac{1}{2}}$	6.73E-1	6.74E-1	[100] LS
$7p_{\frac{1}{2}}-8s_{\frac{1}{2}}$	6.73E-1	6.74E-1	[100] LS
$7p_{\frac{3}{2}}-8d_{\frac{5}{2}}$	4.66E-1	4.69E-1	[100] LS
$7p_{\frac{1}{2}}-8d_{\frac{3}{2}}$	5.18E-1	5.21E-1	[100] LS
$7p_{\frac{3}{2}}-8d_{\frac{3}{2}}$	5.18E-2	5.21E-2	[100] LS
$7d_{\frac{5}{2}}-8p_{\frac{3}{2}}$	1.43E-1	1.39E-1	[100] LS
$7d_{\frac{3}{2}}-8p_{\frac{1}{2}}$	1.19E-1	1.16E-1	[100] LS
$7d_{\frac{3}{2}}-8p_{\frac{3}{2}}$	2.38E-2	2.31E-2	[100] LS
$8s_{\frac{1}{2}}-8p_{\frac{3}{2}}$	2.17	2.17	[100] LS
$8s_{\frac{1}{2}}-8p_{\frac{1}{2}}$	1.08	1.09	[100] LS
$8p_{\frac{3}{2}}-8d_{\frac{5}{2}}$	3.10E-1	3.10E-1	[100] LS
$8p_{\frac{1}{2}}-8d_{\frac{3}{2}}$	3.45E-1	3.44E-1	[100] LS
$8p_{\frac{3}{2}}-8d_{\frac{3}{2}}$	3.45E-2	3.44E-2	[100] LS

В Таблице 3.2 сравниваются рассчитанные в данной работе значения  $f$  со значениями, доступными в базе данных NIST ASD [102], которые, в свою очередь, взяты из обзорной работы [95]. В работе [95] приведены значения сил осцилляторов  $f$ , полученные

- высокоточными расчетами волновых функций вариационным методом в пространстве координат Хиллерааса [90],
- мультikonфигурационным нерелятивистским методом Хартри — Фока [96],
- методом суперпозиции коррелированных конфигураций (superposition of correlated configurations) [97],
- методом сильной связи [100],
- полнокоррелированными расчетами со Слэтеровскими орбиталями (full-core-plus-correlation (FCPC)) [98, 101].

Значения матричных элементов, вычисленные для данного перехода из мультиплетных значений в предположении чистой LS-связи, обозначены в таблице как LS.

Хорошее согласие QDT-вычислений с доступными в литературе значениями позволяет использовать это приближение для идентификации измеренных линий на основе рассчитанных интенсивностей. В Приложении A в Таблице A.1 приведены все рассчитанные в данной работе матричные элементы в приближении QDT (значения  $f$  и  $A$ ) для переходов, включающих  $nd$ ,  $nf$ ,  $ng$ , и  $nh$  уровни Li I. Значения вероятностей переходов  $A$  из этой таблицы использовались для определения относительных интенсивностей при идентификации наблюдаемых в эксперименте линий.

В обзоре [85] спектра атома лития представлено 34 линии в области 1829–30925  $\text{см}^{-1}$ . В настоящем эксперименте была обнаружена только одна линия из этой области (2149.871  $\text{см}^{-1}$ ), не вошедшая в перечень линий в обзоре [85]. В целом, в неисследованном ранее диапазоне 900–2200  $\text{см}^{-1}$  было измерено 4 новых линии.

Часть измеренного в эксперименте спектра представлена на Рисунке 3.1, где можно наблюдать два перехода  $5l' - 6l''$  ( $l' = 4, l'' = 5$ ).

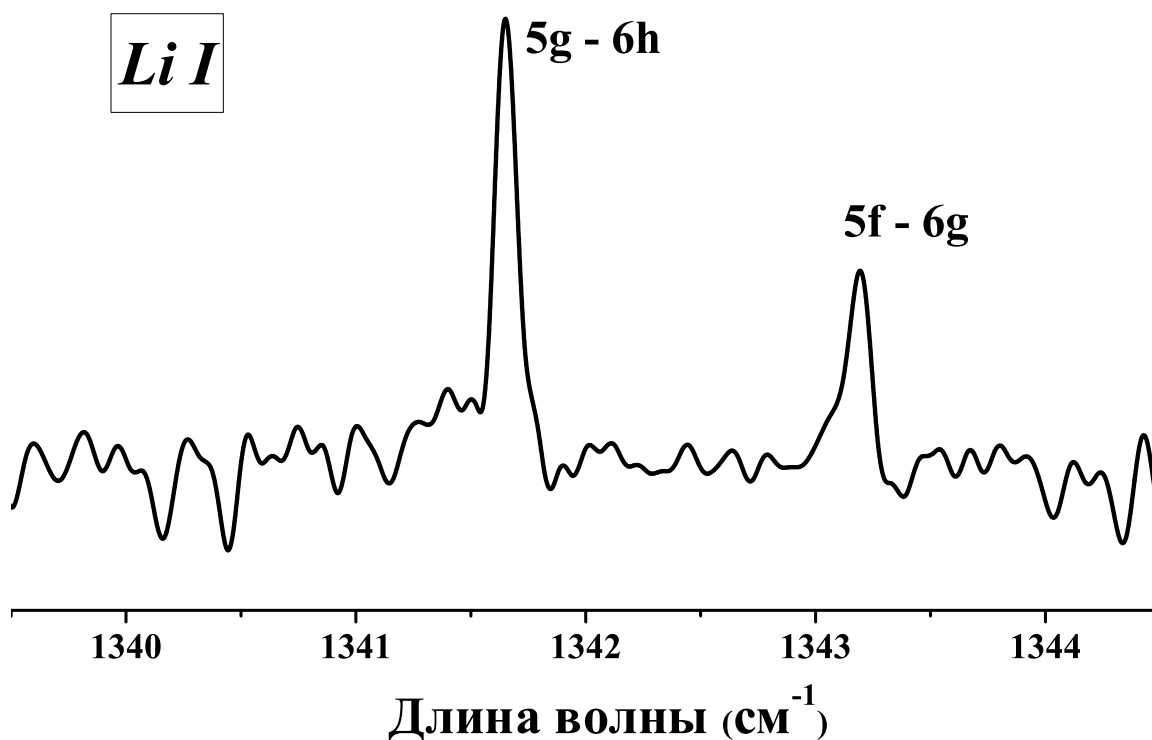


Рис. 3.1. Часть спектра излучения Li I с переходами между уровнями с  $n = 5$  и 6

В Таблице 3.3 приведен список всех измеренных линий с их основными параметрами – длина волны, ширина на полувысоте  $FWHM$ , измеренная относительная интенсивность  $I$ , соотношение сигнал-шум  $SNR$ , а также идентификация переходов.

Взяв за основу известное из работы [86] значение величины энергетического уровня  $5g$  и используя измеренные линии, можно получить три новых уровня Li I.

Таблица 3.3. Экспериментально полученные новые линии  $Li\ I$  и их идентификация

Длина волны $\nu$ ( $\text{см}^{-1}$ )	FWHM ( $\text{см}^{-1}$ )	$I$ (arb. u.)	SNR	Идентификация
1341.211(5)	0.068(19)	$6.19 \times 10^3$	7.39	$5g - 6h$
1341.494(8)	0.076(24)	$3.84 \times 10^3$	3.55	$5f - 6g$
1457.735(7)	0.063(21)	$3.59 \times 10^3$	6.66	$4s - 4p$
2149.871(11)	0.051(51)	$6.01 \times 10^1$	3.56	$5g - 7h$

Положение энергетических уровней  $6g$ ,  $6h$ , и  $7h$  не было никем измерено ранее и в Таблице 3.4 приведено сравнение измеренных в данной работе значений с вычислениями из работы [103]. Из сравнения значений энергетических уровней видно, что для уровня  $5g$  значение  $39096.75\ \text{см}^{-1}$ , рассчитанное в работе [103] отличается примерно на  $1\ \text{см}^{-1}$  от измеренных ранее значений  $39097.941(6)$  [85] и  $39097.96$  [86]. Из Таблицы 3.4 также видно, что все полученные методом Фурье-спектроскопии значения также сдвинуты примерно на  $1\ \text{см}^{-1}$  относительно значений, приведённых в работе [103]. Это свидетельствует в пользу приведённых в данном разделе уровней энергии.

К сожалению, спектрального разрешения в настоящих измерениях недостаточно для того, чтобы различить тонкую структуру наблюдаемых уровней  $Li\ I$ . Из работы [85] известно, что расщепление уровня  $4p$  составляет примерно  $0.04\ \text{см}^{-1}$ , а расщепление более высоких уровней должно быть еще меньше, что лежит в пределах погрешности настоящего эксперимента. Поэтому, в Таблице 3.4 для измеренных уровней не приведены квантовые числа  $j$  полного момента.



Таблица 3.4. Значения энергетических уровней атома  $Li\ I$ , полученные с использованием линий из Таблицы 3.3. Приведено сравнение с расчетными [103] и измеренными ранее значениями [85, 86]

	Энергия уровня ( $\text{см}^{-1}$ )	
	Данная работа	Другие измерения
$7h$	41247.812(26)	41246.98 [103]
$6h$	40439.152(21)	40438.12 [103]
$6g$	40438.892(40)	40437.91 [103]
$5g$	39097.941(19)	39097.941(6) [85], 39096.75 [103], 39097.96 [86]

## 3.2. Натрий Na I

Астрофизический интерес к спектру нейтрального атома натрия возник по нескольким причинам. Na I является хорошим индикатором для нейтрального газа из-за низкого первого ионизационного потенциала (5,1 эВ). Например, линии поглощения Na I возможно наблюдать в позднюю стадию галактических фонтанов (когда газ в основном нейтральный) но эти линии практически отсутствуют в ранней стадии (когда газ предположительно полностью ионизован). Обогащение натрием атмосфер сверхгигантов является одной из давно изучаемых задач в наблюдательной астрофизике звезд [104]. Высокая вероятность излучения линий атомом Na I в видимом диапазоне делает его легким в обнаружении и использовании при изучении экзосферы некоторых объектов Солнечной системы, например, Меркурия [105], Луны [106, 107] и спутника Юпитера Ио [108]. Na I также был обнаружен в атмосфере экзопланет в ходе космических (бортового Hubble Space Telescope [109]) и наземных (Hobby–Eberly Telescope [110]) наблюдений.

В вышеупомянутых примерах обнаружение нейтрального натрия проис-

ходило в оптическом диапазоне длин волн. Обогащение натрием атмосфер 48-ми сверхгигантов и ярких гигантов, и связь его с гравитацией звезд изучались с использованием двух линий Na I – 6154 и 6160 Å [104]. Наблюдение временной зависимости линий поглощения Na I вблизи резонансного дублета (D линия вблизи 589 нм) в околозвездном веществе используется для изучения модели эволюции предшественников сверхновых типа Ia [111]. Спектр излучения резонансного дублета нейтрального натрия, записанный американской автоматической межпланетной станцией "Мессенджер" для исследования Меркурия (Mercury Atmospheric and Surface Composition Spectrometer, MASCS), был использован для обеспечения целостности данных в моделях натриевой экзосферы Меркурия [105].

Измеренные линии поглощения Na I вблизи резонансного дублета в спектре пропускания экзопланет [109] дают большое расхождение с моделями, использующими относительное содержание атомарного натрия в атмосферах этих планет. Количество поглощения Na I для других планет отличается существенно [110], что указывает на то, что две экзопланеты могут иметь очень сильно отличающиеся свойства атмосфер, в частности профили температур. Прямое измерение эффективной температуры планетарных атмосфер и подтверждение термической инверсии в них могло бы быть обеспечено улучшением контраста между звездами и их планетами в инфракрасном диапазоне длин волн [112].

Спектральные линии Na I в диапазоне около  $7880 \text{ см}^{-1}$  впервые появляются в излучении ранних звезд класса светимости G и усиливаются по отношению к более поздним классам [113]. Список изученных линий Na I в ближней инфракрасной зоне (с силами осцилляторов, рассчитанными теоретически или полученными из солнечного спектра) включают 10182–12679 и 16374–16389  $\text{см}^{-1}$  диапазоны [114]. Некоторые линии Na I идентифицированы в солнечном спектре в процессе эксперимента ACE-FTS [31], солнечный атлас

которого покрывает диапазон 700–4430  $\text{см}^{-1}$  с разрешением 0.02  $\text{см}^{-1}$ .

Измерения атомного спектра Na I представлены в работе [115] в диапазоне 737–1140 нм (13559–8767  $\text{см}^{-1}$ ) и в работе [116] в диапазоне 1.2–3.0 микрон (7885–4276  $\text{см}^{-1}$ ). К настоящему времени после этих работ (т.е. с середины прошлого века) сообщалось значение только одного инфракрасного перехода в нейтральном атоме натрия:  $4f$ – $5g$  переход с длиной волны 2472.622  $\text{см}^{-1}$  [86]. В измерениях в полном катоде линий с большими длинами волн не было зарегистрировано. Также не наблюдалась эмиссия ни с уровней  $ng$  с  $n > 5$ , ни с уровней  $nh$ . Все значения энергий уровней  $ng$  и  $nh$  атома Na I для  $6 \leq n \leq 13$  доступные в базе NIST ASD [102], а также обзоре [117] — это значения, численно рассчитанные при помощи экстраполяции с более высоких  $nh$  и  $ng$  уровней с  $n \geq 13$  [118]. Все эти значения не были ранее измерены экспериментально.

Значения энергий переходов для  $f$ -уровней атома Na I, которые приводятся в базе данных NIST [102] и обзоре [119], взяты из очень давних измерений 1929го года [120] или же из многоконфигурационных расчетов Дирака-Хартри-Фока (Multi-configuration Dirac–Hartree–Fock (MCDHF) calculation) при помощи MCDHF-кода [121].

В настоящем эксперименте при изучении инфракрасного спектра атома Na I было получено 26 линий переходов в диапазоне 700–7000  $\text{см}^{-1}$ , включая 18 линий нигде не измеренных ранее лабораторно. В результате этих измерений впервые были обнаружены уровни  $7h$ ,  $6h$  и  $6g$ , для которых было только предсказано теоретически рассчитанное положение линий. Также благодаря новым измерениям были исправлены значения энергий 10 известных ранее уровней. Впервые в лабораторном эксперименте получилось различить дублетную структуру уровня  $4f$ .

В таблице 3.5 представлены результаты измерений линий в семи спектральных диапазонах: 800–1000, 1000–1300, 1200–1600, 1600–2000, 2000–3500,

4100–5000 и 5000–7700  $\text{см}^{-1}$ . Внутри каждого спектрального диапазона линии имеют одинаковую шкалу интенсивности.

Помимо результата изменений спектральных линий атома натрия Таблица 3.5 содержит сравнение с волновыми числами, измеренными лабораторно в работах [86, 116], а также полученными из солнечного спектра при помощи наземного (Kitt Peak [28]) и космического (ACE [31]) Фурье спектрометров. Погрешность измерения в ACE (погрешность процедуры извлечения пиков, peak picking) равна  $0.001 \text{ см}^{-1}$ , что, конечно, значительно меньше, чем погрешность техники FTIR. Точность измерения линий у Национальной Солнечной Обсерватории (National Solar Observatory) [28] может быть получена из разрешающей способности  $R = 300000$ ; погрешность  $\Delta\nu = 0.008\text{--}0.015 \text{ см}^{-1}$  для  $\nu = 2400\text{--}4500 \text{ см}^{-1}$  получается немного лучше, чем погрешность в таблице 3.5. Тем не менее, для некоторых линий, погрешность FTIR измерений намного лучше, чем у ранее измеренных лабораторно ( $0.005 \text{ см}^{-1}$  в работе [116] и  $0.01 \text{ см}^{-1}$  в работе [86]).

Значения полученных волновых чисел в пределах погрешности согласуются с лабораторно измеренными ранее, но не все измерения хорошо совпадают с волновыми числами, полученными из атласов ACE и NSO. Наибольшее расхождение встречается при сравнении линий, соответствующих переходам с уровней с высоким значением  $l$  ( $5g, 6g, 6h, 7h$ ). Эти расхождения можно объяснить Штарковским сдвигом солнечных линий из-за высокого (вплоть до  $1000 \text{ В/см}$ ) электрического поля в атмосфере Солнца.

Из измеренных  $\nu_{ki}$  переходов могут быть извлечены значения энергий уровней  $E_k$ , участвующих в этих переходах. Процедура извлечения значений энергий была описана выше в главе (2.1). Полученные значения представлены в таблице 3.6.

Таблица 3.5. Экспериментально полученные линии Na и их идентификация

Длина волны ( $\text{см}^{-1}$ )	I отн. ед.	SNR	FWHM ( $\text{см}^{-1}$ )	Ид.-ция	Другие измерения ( $\text{см}^{-1}$ )
808.786(4)	$3.98 \times 10^4$	3.56	0.070(9)	$6g-7h$	
925.012(11)	$2.16 \times 10^4$	5.50	0.064(37)	$6s_{\frac{1}{2}}-6p_{\frac{3}{2}}$	
1094.097(6)	$5.32 \times 10^3$	9.46	0.048(21)	$3d_{\frac{3}{2}}-4p_{\frac{1}{2}}$	1094.102 [31]
1099.744(3)	$1.30 \times 10^4$	26.7	0.063(8)	$3d_{\frac{5}{2}}-4p_{\frac{3}{2}}$	1099.746 [31]
1329.751(8)	$1.91 \times 10^3$	6.32	0.061(29)	$5p_{\frac{3}{2}}-6s_{\frac{1}{2}}$	1329.765 [31]
1332.218(13)	$2.99 \times 10^3$	3.11	0.090(45)	$5p_{\frac{1}{2}}-6s_{\frac{1}{2}}$	1332.240 [31]
1341.651(3)	$8.79 \times 10^3$	15.2	0.091(9)	$5g-6h$	1341.677 [31]
1343.194(9)	$3.55 \times 10^3$	7.37	0.095(27)	$5f-6g$	1343.246 [31]
1839.707(3)	$1.69 \times 10^6$	22.4	0.097(10)	$5s_{\frac{1}{2}}-5p_{\frac{1}{2}}$	1839.707 [31]
1842.185(2)	$3.27 \times 10^6$	32.4	0.105(8)	$5s_{\frac{1}{2}}-5p_{\frac{3}{2}}$	1842.183 [31]
1993.867(7)	$1.78 \times 10^6$	9.28	0.162(21)	$5p_{\frac{3}{2}}-5d_{\frac{5}{2}}$	1993.856 [31]
1996.353(10)	$8.50 \times 10^5$	7.86	0.133(31)	$5p_{\frac{1}{2}}-5d_{\frac{3}{2}}$	1996.369 [31]
2150.197(9)	$7.25 \times 10^1$	3.88	0.047(52)	$5g-7h$	2150.336 [31]
2472.603(2)	$5.59 \times 10^3$	40.4	0.119(6)	$4f-5g$	2472.62(16) [117], 2472.612 [31], 2472.62 [28]
2508.928(3)	$2.19 \times 10^3$	25.6	0.127(8)	$4d_{\frac{5}{2}}-5f_{\frac{7}{2}}$	2508.927 [31], 2508.94 [28]
2928.083(3)	$1.18 \times 10^3$	26.9	0.111(9)	$4p_{\frac{3}{2}}-5s_{\frac{1}{2}}$	2928.086 [31]
2933.671(4)	$5.19 \times 10^2$	18.0	0.096(14)	$4p_{\frac{1}{2}}-5s_{\frac{1}{2}}$	2933.682 [31]
2969.160(13)	$5.48 \times 10^2$	4.52	0.104(43)	$5p_{\frac{3}{2}}-7s_{\frac{1}{2}}$	2969.179 [31]
3344.378(5)	$3.10 \times 10^3$	13.5	0.109(16)	$5p_{\frac{3}{2}}-6d_{\frac{5}{2}}$	3344.365 [31]
3346.866(6)	$1.57 \times 10^3$	11.4	0.112(19)	$5p_{\frac{1}{2}}-6d_{\frac{3}{2}}$	3346.820 [31]
4276.126(3)	$5.74 \times 10^5$	5.08	0.178(12)	$4p_{\frac{3}{2}}-4d_{\frac{5}{2}}$	4276.15(3) [117], 4276.132 [31], 4276.151 [28]
4281.759(4)	$1.75 \times 10^5$	11.5	0.106(11)	$4p_{\frac{1}{2}}-4d_{\frac{3}{2}}$	4281.784(30) [117], 4281.756 [31], 4281.776 [28]
4526.968(2)	$1.28 \times 10^6$	13.0	0.160(6)	$4s_{\frac{1}{2}}-4p_{\frac{1}{2}}$	4526.999(30) [117], 4526.999 [28]
4532.568(1)	$2.25 \times 10^6$	24.8	0.152(4)	$4s_{\frac{1}{2}}-4p_{\frac{3}{2}}$	4532.594(30) [117], 4532.589 [28]
5414.005(3)	$1.65 \times 10^5$	1.29	0.089(20)	$3d_{\frac{3}{2}}-4f_{\frac{5}{2}}$	5414.058(30) [117]
5414.063(2)	$2.24 \times 10^5$	1.78	0.096(15)	$3d_{\frac{5}{2}}-4f_{\frac{7}{2}}$	5414.058(30) [117]

Таблица 3.6. Уточненные в соответствии с измеренными линиями значения энергетических уровней атома Na I

Эн. уровень	Данная работа	Другие работы
$7h$	$39209.670 \pm 0.015$	$[39209.887 \pm 0.002]$ [118]
$6h$	$38401.144 \pm 0.012$	$[38401.147 \pm 0.002]$ [118]
$6g$	$38400.865 \pm 0.015$	$[38400.904 \pm 0.002]$ [118]
$6d_{\frac{3}{2}}$	$38387.266 \pm 0.002$	$38387.268 \pm 0.002$ [122, 123]
$6d_{\frac{5}{2}}$	$38387.252 \pm 0.002$	$38387.255 \pm 0.002$ [122, 123]
$7s_{\frac{1}{2}}$	$38012.022 \pm 0.016$	$38012.042 \pm 0.002$ [122, 123]
$6p_{\frac{3}{2}}$	$37297.622 \pm 0.021$	$37297.61 \pm 0.02$ [115]
$5g$	$37059.497 \pm 0.011$	$37059.54 \pm 0.07$ [86]
$5f_{\frac{7}{2}}$	$37057.658 \pm 0.007$	$37057.65 \pm 0.02$ [115]
$5d_{\frac{3}{2}}$	$37036.740 \pm 0.013$	$37036.772 \pm 0.002$ [122, 123]
$5d_{\frac{5}{2}}$	$37036.729 \pm 0.010$	$37036.752 \pm 0.002$ [122, 123]
$6s_{\frac{1}{2}}$	$36372.610 \pm 0.013$	$36372.618 \pm 0.002$ [122, 123]
$5p_{\frac{3}{2}}$	$35042.862 \pm 0.006$	$35042.85 \pm 0.02$ [115]
$5p_{\frac{1}{2}}$	$35040.387 \pm 0.006$	$35040.38 \pm 0.02$ [115]
$4f_{\frac{7}{2}}$	$34586.897 \pm 0.007$	$34586.92 \pm 0.02$ [116]
$4f_{\frac{5}{2}}$	$34586.893 \pm 0.005$	$34586.92 \pm 0.02$ [116]
$4d_{\frac{3}{2}}$	$34548.761 \pm 0.002$	$34548.764 \pm 0.002$ [122, 123]
$4d_{\frac{5}{2}}$	$34548.726 \pm 0.003$	$34548.729 \pm 0.002$ [122, 123]
$5s_{\frac{1}{2}}$	$33200.673 \pm 0.003$	$33200.673 \pm 0.002$ [122, 123]
$4p_{\frac{3}{2}}$	$30272.586 \pm 0.002$	$30272.58 \pm 0.02$ [115]
$4p_{\frac{1}{2}}$	$30266.991 \pm 0.003$	$30266.99 \pm 0.02$ [115]
$3d_{\frac{3}{2}}$	$29172.888 \pm 0.002$	$29172.887 \pm 0.002$ [122, 123]
$3d_{\frac{5}{2}}$	$29172.837 \pm 0.003$	$29172.837 \pm 0.002$ [122, 123]
$4s_{\frac{1}{2}}$	$25740.013 \pm 0.002$	$25739.999 \pm 0.003$ [124]

Для большинства наблюдаемых уровней, полученные значения  $E_k$  согласуются с значениями энергетических уровней из базы данных NIST и обзорных работ [102, 117].

Исключение составляют уровни  $5d$  and  $7s$ . Небольшое несогласие со значениями из предыдущих работ [122, 123] может быть объяснено неточностью в измерениях волновых чисел линий, участвующих в соответствующих переходах (по сравнению с другими линиями в таблице 3.5). Для уровней  $4s$ ,  $4p$ ,  $5p$ ,  $6p$ ,  $4f$ ,  $5f$  and  $5g$ , приведены более точные значения энергий, чем измеренные ранее [86, 115, 116, 124].

Значения энергий уровней  $7h$ ,  $6h$  and  $6g$ , которые стоят в квадратных скобках в таблице 3.6, никогда ранее не были измерены. Однако, существуют теоретическое предсказание положения этих уровней, основанное на экстраполяции их значений из высоко лежащих  $nh$  и  $ng$  уровней с  $n \geq 13$  [118].

К сожалению, спектральное разрешение настоящего эксперимента не позволяет различить тонкую структуру  $f$ ,  $h$  и  $g$  уровней. Для уровня  $4f$  расщепление составляет  $\sim 0.06 \text{ см}^{-1}$  и показано на Рисунке 3.2, но с ростом  $n$  оно заметно меньше и неразличимо в FTIR измерениях.

Для проверки корректности QDT расчётов вычисленные дипольные матричные элементы сравнивались с другими экспериментальными и теоретическими значениями. Хотя все дипольные матричные элементы можно легко выразить друг через друга, в сравнительных таблицах сохранены оригинальные данные источников, с которыми проводятся сравнения (значения  $A$  для  $3p\text{--}ns$ ,  $nd$  переходов и значения  $f$  для  $3s\text{--}np$  переходов).

В Таблице 3.7 сравниваются вероятности переходов (значения  $A$ ) для переходов  $3p_{\frac{3}{2}}\text{--}ns_{\frac{1}{2}}$ ,  $nd_{\frac{3}{2}}$  с вычислениями с использованием модельного потенциала [125] и данными базы данных NIST ASD [102] (полученными из вычислений в приближении Дирака-Хартри-Фока [121] или теории  $R$ -матрицы [126]).

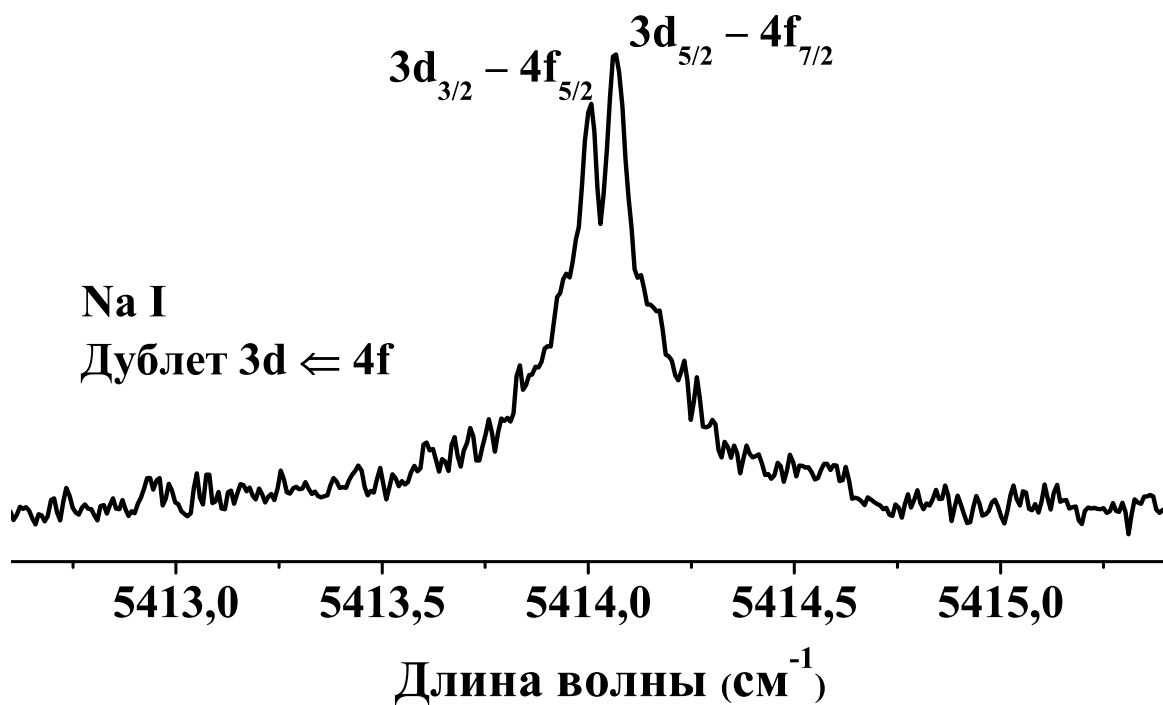
Рис. 3.2. Наблюдаемое расщепление линии  $3d-4f$ 

Таблица 3.7. Сравнение вероятностей переходов (значения  $A$ ) для некоторых  $3p_{\frac{3}{2}}-ns_{\frac{1}{2}}$ ,  $nd_{\frac{3}{2}}$  переходов атома Na I с рассчитанными методом модельного потенциала [125], а также с базой данных NIST ASD [102]

Переход	Данная работа	Теория [125]	NIST
$3p_{\frac{3}{2}}-4s_{\frac{1}{2}}$	1.68E+7	1.78E+7	1.76E+7 [121]
$3p_{\frac{3}{2}}-3d_{\frac{3}{2}}$	8.31E+6	8.58E+6	8.57E+6 [121]
$3p_{\frac{3}{2}}-5s_{\frac{1}{2}}$	4.79E+6	5.07E+6	4.98E+6 [121]
$3p_{\frac{3}{2}}-4d_{\frac{3}{2}}$	1.98E+6	2.02E+6	2.02E+6 [121]
$3p_{\frac{3}{2}}-6s_{\frac{1}{2}}$	2.18E+6	2.31E+6	2.27E+6 [121]
$3p_{\frac{3}{2}}-5d_{\frac{3}{2}}$	7.99E+5	8.15E+5	
$3p_{\frac{3}{2}}-7s_{\frac{1}{2}}$	1.19E+6	1.26E+6	1.23E+6 [121]
$3p_{\frac{3}{2}}-6d_{\frac{3}{2}}$	4.08E+5	4.16E+5	4.14E+5 [121]
$3p_{\frac{3}{2}}-8s_{\frac{1}{2}}$	7.21E+5	7.66E+5	7.50E+5 [121]
$3p_{\frac{3}{2}}-7d_{\frac{3}{2}}$	2.39E+5	2.43E+5	2.44E+5 [121]
$3p_{\frac{3}{2}}-9s_{\frac{1}{2}}$	4.70E+5	5.00E+5	5.61E+5 [121]
$3p_{\frac{3}{2}}-8d_{\frac{3}{2}}$	1.52E+5	1.55E+5	1.95E+5 [121]
$3p_{\frac{3}{2}}-10s_{\frac{1}{2}}$	3.24E+5	3.44E+5	6.50E+5 [121]
$3p_{\frac{3}{2}}-9d_{\frac{3}{2}}$	1.03E+5	1.14E+5	



Таблица 3.7 – продолжение

Переход	Данная работа	Теория [125]	NIST
$3p_{\frac{3}{2}}-11s_{\frac{1}{2}}$	2.33E+5	2.47E+5	
$3p_{\frac{3}{2}}-10d_{\frac{3}{2}}$	7.38E+4	7.50E+4	7.80E+4 [126]
$3p_{\frac{3}{2}}-12s_{\frac{1}{2}}$	1.73E+5	1.84E+5	
$3p_{\frac{3}{2}}-11d_{\frac{3}{2}}$	5.44E+4	5.54E+4	
$3p_{\frac{3}{2}}-13s_{\frac{1}{2}}$	1.32E+5	1.40E+5	
$3p_{\frac{3}{2}}-12d_{\frac{3}{2}}$	4.13E+4	4.20E+4	
$3p_{\frac{3}{2}}-14s_{\frac{1}{2}}$	1.03E+5	1.09E+5	
$3p_{\frac{3}{2}}-13d_{\frac{3}{2}}$	3.22E+4	3.26E+4	
$3p_{\frac{3}{2}}-15s_{\frac{1}{2}}$	8.17E+4	8.70E+4	
$3p_{\frac{3}{2}}-14d_{\frac{3}{2}}$	2.56E+4	2.59E+4	
$3p_{\frac{3}{2}}-16s_{\frac{1}{2}}$	6.60E+4	7.03E+4	
$3p_{\frac{3}{2}}-15d_{\frac{3}{2}}$	2.07E+4	2.09E+4	
$3p_{\frac{3}{2}}-17s_{\frac{1}{2}}$	5.41E+4	5.76E+4	
$3p_{\frac{3}{2}}-16d_{\frac{3}{2}}$	1.69E+4	1.71E+4	
$3p_{\frac{3}{2}}-18s_{\frac{1}{2}}$	4.49E+4	4.78E+4	
$3p_{\frac{3}{2}}-17d_{\frac{3}{2}}$	1.41E+4	1.42E+4	
$3p_{\frac{3}{2}}-19s_{\frac{1}{2}}$	3.77E+4	4.01E+4	
$3p_{\frac{3}{2}}-18d_{\frac{3}{2}}$	1.18E+4	1.19E+4	
$3p_{\frac{3}{2}}-20s_{\frac{1}{2}}$	3.19E+4	3.40E+4	
$3p_{\frac{3}{2}}-19d_{\frac{3}{2}}$	1.00E+4	1.01E+4	
$3p_{\frac{3}{2}}-20d_{\frac{3}{2}}$	8.55E+3	8.62E+3	

Для некоторых переходов  $3s-np$  были измерены только мультиплетные значения  $f$  (суммированные по всем компонентам мультиплета) с помощью спектроскопии фарадеевского вращения [127]. Расчитанные мультиплетные значения  $f$  в сравнении со значениями из других работ представлены в Таблице 3.8.

Для  $n < 17$  вычисления QDT согласуются с измеренными в работе [127] достаточно хорошо (1–5%), в то время как для  $n = 18$  отличия уже порядка 19%. Значения в базе данных NIST ASD [102] взяты из очень старой работы [120], и эти значения еще меньше согласуются с вычисленными QDT

Таблица 3.8. Теоретически полученные мультиплетные значения  $f$  атома Na I

Мультиплет	Данная работа	Эксперимент [127]	NIST ASD [102]
$3s-9p$	8.246E-5	8.110E-5	8.98E-5
$3s-10p$	5.210E-5	5.322E-5	5.28E-5
$3s-11p$	3.563E-5	3.614E-5	5.35E-5
$3s-12p$	2.449E-5	2.545E-5	3.93E-5
$3s-13p$	1.946E-5	1.867E-5	3.04E-5
$3s-14p$	1.427E-5	1.421E-5	2.27E-5
$3s-15p$	1.143E-5	1.102E-5	1.81E-5
$3s-16p$	9.385E-6	8.940E-6	15.5E-6
$3s-17p$	8.588E-6	7.330E-6	12.39E-6
$3s-18p$	7.503E-6	6.040E-6	10.32E-6
$3s-19p$	5.637E-6	5.090E-6	

методом и измеренными в работе [127].

Значения сил осцилляторов  $f$  намного легче рассчитать теоретически, чем измерить. Экспериментально проще найти времена жизни уровня, а потом уже извлечь значение  $f$ , следуя формуле 2.15.

При расчете мультиплетных сил осцилляторов для последующего сравнения с другими работами использовался QDT метод для расчета отношений между значениями  $f$ . Эти отношения потом можно использовать для определения абсолютного значения  $f$  из опубликованных ранее экспериментальных и теоретических времен жизни  $3p_{\frac{1}{2},\frac{3}{2}}$ ,  $4p_{\frac{1}{2},\frac{3}{2}}$  и  $4d_{\frac{3}{2}}$  уровней.

В Таблице 3.9 сравниваются некоторые рассчитанные QDT-методом  $f$  значения с извлеченными из известных экспериментальных или теоретических времен жизни. Общее согласие полученных данных с экспериментальными не хуже, чем согласие других теоретических данных с этим же экспериментом.

Таблица 3.9. Сравнение значений сил осцилляторов Na I ( $f \times 100$ ) со значениями, полученными из разных экспериментальных или расчетных времен жизни уровней

Переход	Данная работа	Другие источники	
		Эксперимент	Теория
$3s_{\frac{1}{2}}-3p_{\frac{3}{2}}$	62.2	$64.07 \pm 0.09$ [87]	64.4 [125]
		$64.13 \pm 0.14$ [128]	63.1 [129]
		$64.16 \pm 0.06$ [130]	64.7 [88]
$3s_{\frac{1}{2}}-3p_{\frac{1}{2}}$	31.1	$32.01 \pm 0.04$ [87]	32.2 [125]
		$31.99 \pm 0.12$ [131]	32.3 [88]
		$31.81 \pm 0.06$ [132]	$31.91 \pm 0.12$ [133]
$3s_{\frac{1}{2}}-4p_{\frac{3}{2}}$	0.883	$0.962 \pm 0.03$ [134]	0.875 [125]
			0.926 [129]
			0.886 [88]
			$0.881 \pm 0.033$ [135]
$3s_{\frac{1}{2}}-4p_{\frac{1}{2}}$	0.434	$0.467 \pm 0.014$ [134]	0.431 [125]
			0.436 [88]
			$0.437 \pm 0.016$ [135]
$4s_{\frac{1}{2}}-4p_{\frac{3}{2}}$	95.1	$103 \pm 3$ [134]	94.3 [125]
			99.7 [129]
			95.4 [88]
			$94.9 \pm 3.5$ [135]
$4s_{\frac{1}{2}}-4p_{\frac{1}{2}}$	47.5	$51.1 \pm 1.5$ [134]	47.1 [125]
			47.7 [88]
			$47.7 \pm 1.8$ [135]
$3d_{\frac{3}{2}}-4p_{\frac{3}{2}}$	1.96	$2.13 \pm 0.07$ [134]	1.94 [125]
			2.05 [129]
			1.96 [88]
			$1.95 \pm 0.07$ [135]
$3d_{\frac{5}{2}}-4p_{\frac{3}{2}}$	11.7	$12.8 \pm 0.4$ [134]	11.6 [125]
			12.3 [129]
			11.8 [88]
			$11.7 \pm 0.4$ [135]
$3d_{\frac{3}{2}}-4p_{\frac{1}{2}}$	9.75	$10.5 \pm 0.03$ [134]	9.67 [125]
			9.78 [88]
			$9.80 \pm 0.37$ [135]
$3p_{\frac{1}{2}}-4d_{\frac{3}{2}}$	9.64	$10.1 \pm 0.1$ [136]	9.76 [125]
		$9.82 \pm 0.06$ [137]	9.76 [129]
		$9.56 \pm 0.05$ [138]	9.77 [88]

Таблица 3.9 – продолжение

Переход		Эксперимент	Теория
$3p_{\frac{3}{2}}-4d_{\frac{3}{2}}$	0.962	$1.01 \pm 0.01$ [136]	0.974 [125]
		$0.980 \pm 0.006$ [137]	0.974 [129]
		$0.954 \pm 0.005$ [138]	0.975 [88]
$4p_{\frac{1}{2}}-4d_{\frac{3}{2}}$	94.4	$98.7 \pm 1$ [136]	95.5 [125]
		$96.1 \pm 0.6$ [137]	95.5 [129]
		$93.6 \pm 0.5$ [138]	95.6 [88]
$4p_{\frac{3}{2}}-4d_{\frac{3}{2}}$	9.45	$9.89 \pm 0.1$ [136]	9.57 [125]
		$9.63 \pm 0.06$ [137]	9.57 [129]
		$9.37 \pm 0.05$ [138]	9.58 [88]

Результаты сравнения данных в Таблицах 3.7, 3.8, и 3.9 показывают адекватность приведенных QDT расчетов. Хорошее согласие рассчитанных матричных элементов с другими работами говорит о том, что приближение QDT работает для ридберговских состояний атома натрия. В Приложении A в Таблице A.2 приведены все рассчитанные в приближении QDT значения сил осцилляторов и вероятности переходов для переходов между наблюдаемыми в данной работе уровнями Na I. Все значения энергетических уровней, которые использовались при расчете матричных элементов, взяты из Таблицы 3.6, кроме тех, которые идут со ссылкой на источники [122, 123]. Для большинства приведенных переходов Na I матричные элементы в данном разделе рассчитаны впервые.

### 3.3. Рубидий Rb I

Атомарный рубидий является важным объектом в многочисленных физических экспериментах, например, связанных со стандартами частоты [139], формированием ультрахолодных молекул [140], моделями квантового магнетизма в оптической решетке [141] и квантовой запутанности [142]. Высоко-

возбужденные ридберговские состояния рубидия считаются перспективными для получения квантовой запутанности в группе холодных атомов. Потенциально это может быть использовано для реализации одиночных фотонов из плотного облака атомов и создания квантовых затворов [143]

Хотя множество исследований направлено на первые низко-возбужденные или высоко-возбужденные уровни нейтрального рубидия, энергии средне-возбужденных  $nl$  уровней Rb ( $4 \leq n \leq 10$ ,  $0 \leq l \leq 4$ ) были измерены половину столетия назад в работе [116], где были записаны спектры Rb I в диапазоне  $3500\text{--}13000\text{ см}^{-1}$  с использованием спектрометра, построенного по оптической схеме Пфунда со свинцово-сульфидным фоточувствительным элементом и полым катодом в качестве источника света. Энергия уровня  $5g$  была измерена в работе [86].

Состояния атома Rb I с большим  $l$ , такие как  $ng$  ( $n > 5$ ) или  $nh$  уровни, никогда ранее не наблюдались. Простые расчеты с использованием формулы Ридберга 2.6 показывают, что для наблюдения  $5g\text{--}6h$  переходов необходимо измерить спектр излучения рубидия в районе  $1300\text{ см}^{-1}$ , а для переходов  $6g\text{--}7h$  нужны измерения в районе  $800\text{ см}^{-1}$ . Однако, в литературе в настоящее время нами не было найдено данных по спектрам Rb I ниже  $2500\text{ см}^{-1}$  (см. обзорные работы [144] и [145]).

Целью данной работы было заполнить этот пробел в доступных значениях энергетических уровней и линий переходов Rb I. Измерялся спектр излучения рубидия в диапазоне  $800\text{--}8000\text{ см}^{-1}$ . Для формирования исследуемой плазмы использовалась мишень соединения RbCl. Из полученных спектров в итоге были извлечены значения энергий уровней  $ng$  и  $nh$  с  $n = 6, 7$ .

Значения длин волн, ширина линий и их интенсивность, а также погрешность измерения, представлены в Таблице 3.11. Процедура извлечения параметров спектральных линий, а также расчета погрешностей описана в разделе 2.1.

Используя известный в литературе список линий атома рубидия [102, 144], можно классифицировать все линии в наблюдаемом спектре как линии атомарного рубидия, принадлежащие соответствующим переходам между  $nl_j$  уровнями с  $n < 8$ . Энергия возбуждения таких уровней ниже  $\sim 32000 \text{ см}^{-1}$ , что объясняет отсутствие линий хлора в измеренном спектре. Самый низкий возбужденный уровень Cl I, с которого разрешены дипольные радиационные переходы, имеет очень большую энергию возбуждения [102]:  $\sim 62000 \text{ см}^{-1}$  для  $3s^2 3p^4(^3P)4s(^4P)$  уровня.

Поскольку  $ng$  ( $n > 5$ ) и  $nh$  уровни отсутствуют в перечисленных выше доступных списках линий, задача идентификации начиналась с приближенных энергий  $n'g$ - и  $n''h$ -состояний, полученных из формулы Ридберга. Затем эти энергии уточнялись, с использованием измеренных волновых чисел линий. В случаях переходов с близкими волновыми числами, сравнивались силы осцилляторов линий, которые были рассчитаны с использованием QDT. Чтобы показать, что QDT-расчеты матричных элементов дипольных переходов адекватны для идентификации линий, было проведено сравнение некоторых QDT-рассчитанных сил осцилляторов линий рубидия с экспериментальными и вычисленными ранее данными, имеющимися в литературе (см. Таблицу 3.10).

В Таблице 3.10 приведены QDT-рассчитанные  $f$ -значения для дублетов главной серии Rb I  $5s_{1/2}-np_{3/2}$  и  $5s_{1/2}-np_{1/2}$  ( $5 < n < 18$ ), в сравнении со значениями, взятыми из разных источников: база данных NIST ASD (Atomic Spectra Database) [102], релятивистские расчеты по многочастичной теории возмущений [146], расчеты в кулоновском приближении [151], экспериментальные измерения, использующие метод крюков Рождественского [148], и данные, извлеченные из известных измеренных времен жизни уровней  $5p_{1/2}$ ,  $5p_{3/2}$  [147, 149].

Таблица 3.10 показывает, что точность QDT-вычисленных сил линий

Таблица 3.10. Сравнение рассчитанных QDT-методом значений сил осцилляторов  $f$  для дублетов главной серии  $5s_{1/2}-np_{3/2}$  и  $5s_{1/2}-np_{3/2}$  ( $5 < n < 18$ ) атома Rb I с другими работами

$np_j$	Данная работа	Другие работы			
$5p_{3/2}$	0.678	0.7015 [146]	0.6960(11) [147]	0.668 [148]	0.6764(125) [149]
$5p_{1/2}$	0.335	0.3456 [146]	0.3422(5) [147]	0.332 [148]	0.3224(77) [149]
$6p_{3/2}$	9.55E-3	9.37(70)E-3 [150]	1.00E-2 [151]	9.54E-3 [148]	
$6p_{1/2}$	3.61E-3	4.00(40)E-3 [150]	3.90E-3 [151]	3.73E-3 [148]	
$7p_{3/2}$	1.57E-3	1.53(10)E-3 [150]	1.70E-3 [151]	1.48E-3 [148]	
$7p_{1/2}$	5.05E-4	5.60(50)E-4 [150]	5.40E-4 [151]	4.87E-4 [148]	
$8p_{3/2}$	5.07E-4	4.60(40)E-4 [150]	5.20E-4 [151]	4.68E-4 [148]	
$8p_{1/2}$	1.44E-4	1.50(20)E-4 [150]	1.50E-4 [151]	1.38E-4 [148]	
$9p_{3/2}$	2.24E-4	2.00(30)E-4 [150]	2.30E-4 [151]	1.97E-4 [148]	
$9p_{1/2}$	5.83E-5	6.00(70)E-5 [150]	5.90E-5 [151]	5.22E-5 [148]	
$10p_{3/2}$	1.19E-4	1.01(10)E-4 [150]		1.08E-4 [148]	
$10p_{1/2}$	2.90E-5	3.00(30)E-5 [150]		2.61E-5 [148]	
$11p_{3/2}$	7.15E-5	7.30(60)E-5 [150]		6.38E-5 [148]	
$11p_{1/2}$	1.66E-5	1.85(20)E-5 [150]		1.46E-5 [148]	
$12p_{3/2}$	4.71E-5	4.25(30)E-5 [150]		4.09E-5 [148]	
$12p_{1/2}$	1.06E-5	9.95(90)E-6 [150]		9.00E-6 [148]	
$13p_{3/2}$	3.25E-5	2.95(20)E-5 [150]		2.86E-5 [148]	
$13p_{1/2}$	7.16E-6	6.34(60)E-6 [150]		5.82E-6 [148]	
$14p_{3/2}$	2.39E-5	2.28(20)E-5 [150]		2.00E-5 [148]	
$14p_{1/2}$	5.12E-6	5.17(20)E-6 [150]		3.97E-6 [148]	
$15p_{3/2}$	1.78E-5	1.36(10)E-5 [150]		1.44E-5 [148]	
$15p_{1/2}$	3.81E-6	3.43(20)E-6 [150]		2.74E-6 [148]	
$16p_{3/2}$	1.40E-5	1.13(10)E-5 [150]			
$16p_{1/2}$	2.92E-6	2.42(20)E-6 [150]			
$17p_{3/2}$	1.11E-5	8.89(80)E-6 [150]			
$17p_{1/2}$	2.30E-6	1.89(20)E-6 [150]			
$18p_{3/2}$	9.40E-6	7.16(80)E-6 [150]			
$18p_{1/2}$	1.92E-6	1.43(20)E-6 [150]			

вполне удовлетворительна для анализа относительных интенсивностей наблюдаемых в эксперименте переходов.

В Таблице 3.11 приведены наблюдаемые в эксперименте линии, их параметры и идентификация. Измерения проводились в шести спектральных диапазонах: 800–1000, 1000–1300, 1300–1800, 1800–4000, 4100–5000 и 5000–8000  $\text{см}^{-1}$ . Линии внутри каждого диапазона измерений имеют свою шкалу интенсивности.

В Таблице 3.11 также приведено сравнение с измеренными ранее значениями некоторых переходов Rb I из работ [86] и [116]. Заметим, что существуют некоторые неточности в данных из базы NIST. К примеру, компоненты тонкой структуры линии  $4f-5g$  (2504.078 и 2504.104  $\text{см}^{-1}$ ) приводятся в списке NIST ASD со ссылкой на работу [86], в то время как в оригинальной работе [86] приведена только одна линия дублета 2504.093(5)  $\text{см}^{-1}$  без тонкого расщепления. В полученном экспериментальном спектре можно наблюдать тонкое расщепление в  $\sim 0.033 \text{ см}^{-1}$  (см. Рисунок 3.3)

Другое несоответствие данных с NIST ASD состоит в том, что переходы  $4d_{\frac{3}{2}}-6p_{\frac{1}{2}}$  и  $4d_{\frac{5}{2}}-6p_{\frac{3}{2}}$  занесены в таблицу NIST ASD с волновыми числами соответственно 4359.432  $\text{см}^{-1}$  и 4437.388  $\text{см}^{-1}$  со ссылкой на работу [116]. На самом деле это ритцевские (т.е. вычисленные по разности энергий верхнего и нижнего уровней) волновые числа. Измеренные же волновые числа (4359.440(2) и 4437.385(2)  $\text{см}^{-1}$ ) представлены в обзорной работе [144]. Измеренные в данном эксперименте значения этих линий отличаются как от опубликованных теоретических, так и от измеренных. К тому же, в значениях в Таблице 3.11 можно наблюдать несоответствия в волновых числах перехода  $6s_{\frac{1}{2}}-6p_{\frac{3}{2}}$ . Для проверки этого несоответствия, можно сравнить расщепление линий, рассчитанное с использованием других переходов. Величина расщепления уровня  $6p$   $\delta\nu(6p)$ , вычисленная из трех разных измеренных переходов ( $7s_{\frac{1}{2}}-6p_{\frac{1}{2},\frac{3}{2}}$ ,  $6s_{\frac{1}{2}}-6p_{\frac{1}{2},\frac{3}{2}}$  и  $4d_{\frac{3}{2}}-6p_{\frac{1}{2},\frac{3}{2}}$ ) практически совпадает во всех трех слу-



Таблица 3.11. Экспериментально полученные линии Rb и их идентификация

Длина волны ( $\text{см}^{-1}$ )	I отн. ед.	SNR	FWHM ( $\text{см}^{-1}$ )	Ид.-ция	Др. измерения ( $\text{см}^{-1}$ )
806.778(4)	$1.17 \times 10^4$	5.94	0.037(34)	$8s_{\frac{1}{2}}-8p_{\frac{3}{2}}$	
809.453(13)	$9.64 \times 10^3$	2.40	0.062(51)	$6g-7h$	
819.292(9)	$1.26 \times 10^4$	5.27	0.068(27)	$7p_{\frac{3}{2}}-6d_{\frac{5}{2}}$	
852.131(9)	$1.03 \times 10^4$	4.46	0.052(46)	$7p_{\frac{1}{2}}-6d_{\frac{3}{2}}$	
1088.606(3)	$2.97 \times 10^4$	7.52	0.060(15)	$5d_{\frac{5}{2}}-4f_{\frac{7}{2}}$	
1091.594(4)	$1.89 \times 10^4$	8.32	0.060(16)	$5d_{\frac{3}{2}}-4f_{\frac{5}{2}}$	
1176.706(9)	$3.16 \times 10^3$	4.98	0.067(29)	$7p_{\frac{3}{2}}-8s_{\frac{1}{2}}$	
1211.817(4)	$3.19 \times 10^3$	4.08	0.012(135)	$7p_{\frac{1}{2}}-8s_{\frac{1}{2}}$	
1345.303(3)	$7.04 \times 10^3$	9.48	0.078(19)	$5g-6h$	
1361.468(10)	$3.64 \times 10^3$	4.14	0.087(46)	$5f-6g$	
1523.539(4)	$7.30 \times 10^3$	7.07	0.058(19)	$7s_{\frac{1}{2}}-7p_{\frac{1}{2}}$	
1558.645(5)	$9.09 \times 10^3$	5.75	0.080(19)	$7s_{\frac{1}{2}}-7p_{\frac{3}{2}}$	
1910.888(4)	$4.04 \times 10^2$	7.93	0.050(24)	$6p_{\frac{3}{2}}-5d_{\frac{5}{2}}$	
1985.434(2)	$2.13 \times 10^4$	10.1	0.027(5)	$6p_{\frac{1}{2}}-5d_{\frac{3}{2}}$	
2134.445(2)	$1.07 \times 10^4$	9.31	0.017(6)	$5d_{\frac{3}{2}}-7p_{\frac{1}{2}}$	
2166.581(1)	$2.29 \times 10^4$	13.2	0.025(4)	$5d_{\frac{5}{2}}-7p_{\frac{3}{2}}$	
2171.268(12)	$1.68 \times 10^2$	4.63	0.050(40)	$5f-7g$	
2504.071(2)	$1.48 \times 10^5$	5.42	0.035(6)	$4f_{\frac{5}{2}}-5g_{\frac{7}{2}}$	
2504.104(2)	$1.63 \times 10^5$	6.73	0.032(6)	$4f_{\frac{7}{2}}-5g_{\frac{9}{2}}$	
2518.829(1)	$1.85 \times 10^5$	17.4	0.060(3)	$6p_{\frac{3}{2}}-7s_{\frac{1}{2}}$	
2596.334(1)	$9.02 \times 10^4$	17.8	0.061(3)	$6p_{\frac{1}{2}}-7s_{\frac{1}{2}}$	
3574.242(8)	$8.48 \times 10^2$	7.46	0.086(23)	$5d_{\frac{5}{2}}-5f_{\frac{7}{2}}$	
3577.228(8)	$4.59 \times 10^2$	9.42	0.087(23)	$5d_{\frac{3}{2}}-5f_{\frac{5}{2}}$	
3582.561(2)	$2.21 \times 10^5$	26.7	0.099(4)	$6s_{\frac{1}{2}}-6p_{\frac{1}{2}}$	3582.562(1) [116]
3660.067(2)	$8.36 \times 10^4$	14.1	0.093(7)	$6s_{\frac{1}{2}}-6p_{\frac{3}{2}}$	3660.086(1) [116]
4359.427(1)	$1.12 \times 10^6$	11.9	0.114(4)	$4d_{\frac{3}{2}}-6p_{\frac{1}{2}}$	4359.440(2) [116]
4436.911(3)	$1.48 \times 10^5$	3.35	0.081(13)	$4d_{\frac{3}{2}}-6p_{\frac{3}{2}}$	
4437.377(2)	$1.59 \times 10^6$	6.22	0.118(5)	$4d_{\frac{5}{2}}-6p_{\frac{3}{2}}$	4437.385(2) [116]
6538.651(7)	$3.99 \times 10^6$	5.26	0.204(25)	$5p_{\frac{3}{2}}-4d_{\frac{5}{2}}$	6538.656(4) [116]
6539.113(7)	$1.50 \times 10^6$	2.43	0.152(25)	$5p_{\frac{3}{2}}-4d_{\frac{3}{2}}$	6539.107(4) [116]
6776.705(8)	$2.35 \times 10^6$	10.8	0.195(23)	$5p_{\frac{1}{2}}-4d_{\frac{3}{2}}$	6776.699(5) [116]

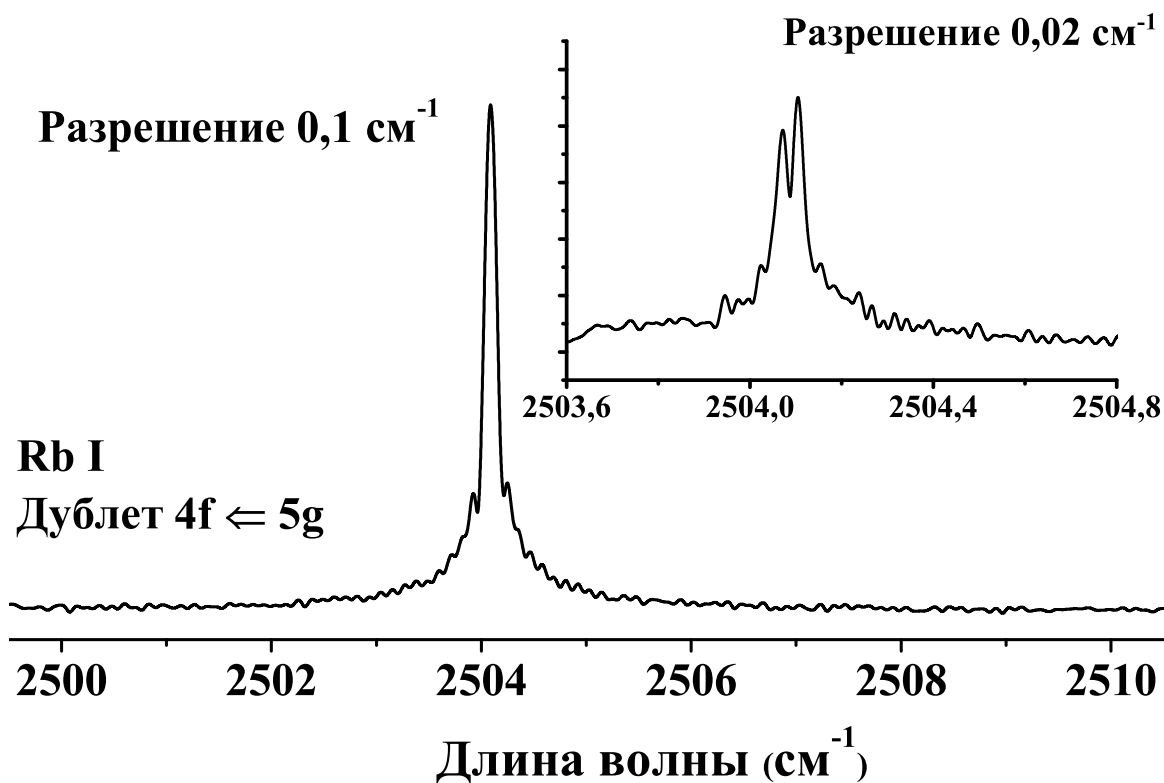


Рис. 3.3. Переход  $4f-5g$  атома Rb I в двух разных разрешениях. В случае высокого разрешения наблюдается тонкая структура уровня

чаях  $\delta\nu_{7s-6p}^{\text{exp}}(6p) = \delta\nu_{6s-6p}^{\text{exp}}(6p) = \delta\nu_{4d-6p}^{\text{exp}}(6p) = (77.50 \pm 0.02) \text{ см}^{-1}$ . В тоже время, значения расщепления, вычисленные таким же образом из волновых чисел из работы [116], отличаются друг от друга:  $\delta\nu_{6s-6p}^{\text{NIST}}(6p) = 77.52 \text{ см}^{-1}$  и  $\delta\nu_{4d-6p}^{\text{NIST}}(6p) = 78.40 \text{ см}^{-1}$ . Следовательно, можно считать полученные в данной работе значения более обоснованными из-за хорошего согласия их друг с другом. Различие в экспериментально измеренных волновых числах перехода  $4d-6p$  ведет в дальнейшем к несоответствию в значениях энергии  $4d$  уровня (см. Таблицу 3.12).

Значения энергий уровней, полученных из измеренных линий, представлены в Таблице 3.12. Процедура получения энергетических уровней и их погрешностей описана в разделе 2.1.

В Таблице 3.12 также представлено сравнение полученных значений уровней с значениями из других работ. Полученные значения согласуются

Таблица 3.12. Полученные энергетические уровни атома Rb I

Эн. уровень	Данная работа (см <sup>-1</sup> )	Другие источники (см <sup>-1</sup> )
7g	31449.031(16)	
7h	31448.684(31)	
6h	30641.506(10)	
6g	30639.231(22)	
5g <sub>9/2</sub>	29296.203(9)	29296.196(10) [86]
5g <sub>7/2</sub>	29296.194(8)	
5f <sub>5/2</sub>	29277.782(8)	.787(10) [116], .847 [145]
5f <sub>7/2</sub>	29277.763(8)	.768(10) [116], .762 [145]
6d <sub>5/2</sub>	28689.389(8)	.390(10) [116], .394 [145]
6d <sub>3/2</sub>	28687.127(8)	.127(10) [116], .130 [145]
7p <sub>3/2</sub>	27870.091(5)	.11(1) [116], .14 [145]
7p <sub>1/2</sub>	27835.000(5)	.02(1) [116], .05 [145]
4f <sub>5/2</sub>	26792.123(7)	.118(10) [116], .169 [145]
4f <sub>7/2</sub>	26792.099(7)	.092(10) [116], .185 [145]
7s <sub>1/2</sub>	26311.432(4)	.437(10) [116], .440 [145]
5d <sub>5/2</sub>	25703.502(5)	.498(10) [116], .501 [145]
5d <sub>3/2</sub>	25700.538(4)	.536(10) [116], .540 [145]
6p <sub>3/2</sub>	23792.596(4)	.591(10) [116], .690 [145]
6p <sub>1/2</sub>	23715.094(4)	.081(10) [116], .190 [145]
6s <sub>1/2</sub>	20132.524(5)	.510(10) [116], .460 [145]
4d <sub>3/2</sub>	19355.669(4)	.649(10) [116], .623 [145]
4d <sub>5/2</sub>	19355.214(4)	.203(10) [116], .282 [145]
5p <sub>3/2</sub>	12816.547(2)	.545(2) [116], .547 [145]
5p <sub>1/2</sub>	12578.951(2)	.950(2) [116], .954 [145]

с работой [116] в пределах погрешностей (небольшое несогласие существует в энергии уровня  $4d$ , причина его описана выше). Большинство значений уровней отличается от значений из обзорной работы [145], но хорошо совпадают со значениями из работы [144].

Полученные с использованием TR-FTS спектры позволили извлечь  $6g$ ,  $6h$ ,  $7g$  и  $7h$  уровни атома рубидия, которые не были измерены ранее.

### 3.4. Выводы ко третьей главе

Во третьей главе были описаны подробные результаты исследования ИК-спектров щелочных металлов Li I, Na I и Rb I, полученных методом лазерной абляции.

В результате анализа FTIR спектров были извлечены характеристики 4 новых линии атома Li I (Таблица 3.3), 18 линий Na I (Таблица 3.5), 21 линии Rb I (Таблица 3.11). Идентификация измеренных линий позволила уточнить положение многих энергетических уровней, из которых 3 уровня Li (Таблица 3.4), 3 Na (Таблица 3.6) и 4 уровня Rb (Таблица 3.12) получены впервые.

Для идентификации экспериментальных линий использовались расчёты вероятностей переходов методом квантового дефекта. Поскольку атомы щелочных металлов имеют один электрон сверх заполненной оболочки, для расчета дипольных матричных элементов использовались формулы (2.25). Сравнение рассчитанных методом квантового дефекта сил осцилляторов и вероятностей соответствующих переходов с имеющимися в литературе дано в Таблицах 3.1 и 3.1 для Li, в Таблицах 3.7, 3.8 и 3.9 для Na и в Таблице 3.10 для Rb. Это сравнение показывает хорошую точность проведённых QDT-расчётов и указывает на адекватность использования данного приближения квантового дефекта. В Приложении A приводятся таблицы дипольных матричных элементов (сил осцилляторов и вероятностей переходов) для Li (Таблица A.1) и Na (Таблица A.2) для большого списка ИК-переходов, в т.ч. с участием уровней, впервые полученных в данной главе.

Результаты, изложенные в данной главе, опубликованы в статьях [9–11].

## Глава 4

# Атомы с более сложным спектром – Ca, Mg, Sr, Zn, In

## 4.1. Кальций Ca I

Кальций является важным химическим элементом для изучения истории  $\alpha$ -процессов при нуклеосинтезе. Эти процессы относительно легко наблюдаются в спектрах звезд и даже в атмосферах звезд малой металличности. Распространенность кальция в звездах довольно малой металличности является одним из фундаментальных параметров развития моделей химической эволюции нашей Галактики [152].

Для изучения вопроса о существовании или отсутствии эволюционных закономерностей в отношении содержания тяжелых элементов необходимы спектральные наблюдения с хорошим разрешением и высоким отношением сигнал/шум. Прогресс в наблюдательной технике за последние годы обеспечил повышение точности наблюдений, что вызвало совершенствование теоретических методов анализа спектров, построение физически более реалистичных моделей атмосфер звезд, рассмотрение формирования спектральных линий с использованием наиболее физически оправданного подхода, основанного на отказе от предположения локального термодинамического равновесия (не-ЛТР подход). Для звезд, за исключением Солнца, не-ЛТР эффекты особенно сильно изучаются с помощью наиболее сильных линий Ca I в видимом диапазоне [153, 154]. Эти эффекты соответствуют излучательным переходам из нижневозбужденных атомных состояний. Однако, включение высоковозбужденных Ридберговских состояний в атомные модели приводит к некоторым трудностям [155], присущим переходам инфракрасного диапазона.

В ближнем инфракрасном диапазоне, линии, наиболее часто используемые для диагностики кальция, принадлежат хорошо изученному триплету (849.81, 854.21, и 866.21 нм) переходов между низковозбужденным  $3d$  и  $4p$  уровнями однократно ионизированного кальция (Ca II), в то время как инфракрасные линии нейтрального атома кальция не такие сильные.

Лабораторные инфракрасные спектры Ca I были частично ( $\nu > 4414 \text{ см}^{-1}$  или  $\lambda < 2265 \text{ нм}$ ) получены в измерениях эмиссии в полном катоде в работе [156]. С тех пор в литературе появились только лабораторные измерения инфракрасного спектра Ca I из работы [157], где были проведены измерения спектров в диапазоне от 2000 до 9000  $\text{см}^{-1}$  в сильноточном полном катоде с использованием Фурье-спектрометра в Национальной обсерватории Китт-Пик (Kitt Peak National Solar Observatory) с разрешением 0.01  $\text{см}^{-1}$ .

В данной работе преимущественно изучались инфракрасные линии кальция в диапазоне 1300–2000  $\text{см}^{-1}$ , в котором отсутствуют лабораторные измерения. Впервые были получены эмпирические данные по значениям высоких терм и проведены расчеты сил осцилляторов для переходов между высокими состояниями.

С использованием FTIR спектроскопии были измерены спектры плазмы, полученной с помощью лазерной абляции мишени  $\text{CaF}_2$ . Подробно эксперимент был описан в главе 1.2.

В Таблице 4.1 приведен измеренный в эксперименте список линий атома Ca I с их параметрами и идентификацией. Измерения были проведены в трех спектральных диапазонах: 1300–1600, 2000–4000 и 4000–4500  $\text{см}^{-1}$ . Относительные интенсивности линий соизмеримы только в пределах одного спектрального диапазона.

Таблица 4.1. Экспериментально полученные линии Ca и их идентификация

Длина волны ( $\text{см}^{-1}$ )	I отн. ед.	SNR	FWHM ( $\text{см}^{-1}$ )	ID	Др. измерения	
					[157],( $\text{см}^{-1}$ )	АСЕ [31],( $\text{см}^{-1}$ )
1374.276(5)	$8.53 \times 10^3$	12.1	0.070(13)	$4s5g^3G-4s6h^3H$	1374.30	
1374.696(8)	$5.00 \times 10^3$	6.16	0.074(23)	$4s5g^1G-4s6h^1H$	1374.72	
1426.794(12)	$1.81 \times 10^3$	5.22	0.053(25)	$4s5f^1F_3-4s6g^1G_4$	1426.83	
1454.163(15)	$1.58 \times 10^3$	3.57	0.066(44)	$4s6p^3P_2-4s7s^3S_1$	1454.18	
1467.915(4)	$1.24 \times 10^3$	3.94	0.053(30)	$4s5f^3F_4-4s6g^3G_5$	1467.94	
1468.182(16)	$3.46 \times 10^4$	20.0	0.081(9)	$4s5f^3F_{2,3}-4s6g^3G_{3,4}$	1468.19	
2015.695(5)	$2.16 \times 10^3$	10.3	0.072(16)	$4s5d^3D_3-4s5f^3F_4$	2015.73	
2018.097(6)	$1.56 \times 10^3$	10.5	0.075(20)	$4s5d^3D_2-4s5f^3F_3$	2018.12	
2019.608(5)	$1.06 \times 10^3$	6.57	0.059(22)	$4s5d^3D_1-4s5f^3F_2$	2019.62	
2040.600(18)	$2.19 \times 10^2$	3.04	0.045(54)	$4s6s^3S_1-4s6p^3P_0$	2040.60	
2044.450(7)	$1.16 \times 10^3$	10.4	0.074(18)	$4s6s^3S_1-4s6p^3P_1$	2044.47	
2052.320(4)	$2.22 \times 10^3$	15.6	0.080(12)	$4s6s^3S_1-4s6p^3P_2$	2052.35	
2185.628(11)	$6.73 \times 10^2$	5.34	0.078(34)	$4s5g-4s7h$	2186.06	
2244.032(4)	$3.20 \times 10^2$	3.27	0.080(28)	$4s5f^1F_3-4s7g^1G_4$	2244.03	
2285.497(11)	$3.06 \times 10^2$	4.63	0.063(41)	$4s5f^3F-4s7g^3G$		
2525.683(7)	$1.94 \times 10^3$	7.02	0.097(22)	$4s6p^3P_2-4s6d^3D_3$	2525.69	
2530.833(4)	$1.42 \times 10^4$	6.80	0.112(14)	$4s6p^3P_1-4s6d^3D_1$	2530.31	2530.8394
2531.644(8)	$9.28 \times 10^2$	3.48	0.063(36)	$4s6p^3P_1-4s6d^3D_2$	2531.74	
2597.630(13)	$1.19 \times 10^2$	3.35	0.030(76)	$4s6p^1P_1-4s7s^1S_0$	2597.53	
2703.832(7)	$2.09 \times 10^4$	5.49	0.107(22)	$4s4f^3F_4-4s5g^3G_5$	2703.85	2703.849
2704.276(14)	$1.92 \times 10^4$	4.02	0.123(67)	$4s4f^3F_3-4s5g^3G_4$	2704.29	2704.2862
2704.613(7)	$1.18 \times 10^4$	2.80	0.113(24)	$4s4f^3F_2-4s5g^3G_3$	2704.61	2704.6044
3263.342(10)	$3.43 \times 10^2$	6.42	0.072(32)	$4s5d^1D_2-4s6f^1F_3$	3263.35	
3414.338(3)	$8.15 \times 10^3$	28.3	0.130(9)	$4s5s^1S_0-4s5p^1P_1$	3414.35	
4336.523(5)	$7.14 \times 10^4$	16.1	0.096(13)	$3d4p^1F_3-4s5g^1G_4$	4336.52	4336.5252
4380.739(12)	$2.91 \times 10^4$	3.78	0.089(42)	$4s4d^1D_2-4s6p^1P_1$	4380.72	
4413.061(21)	$6.29 \times 10^4$	3.13	0.058(49)	$4s4d^3D_3-4s4f^3F_3$	4413.11	
4413.554(4)	$1.24 \times 10^6$	11.6	0.110(13)	$4s4d^3D_3-4s4f^3F_4$	4413.58	
4418.313(12)	$6.48 \times 10^4$	3.48	0.058(38)	$4s4d^3D_2-4s4f^3F_2$	4418.35	
4418.684(4)	$8.54 \times 10^5$	15.9	0.107(12)	$4s4d^3D_2-4s4f^3F_3$	4418.69	
4422.013(4)	$5.54 \times 10^5$	11.1	0.108(13)	$4s4d^3D_1-4s4f^3F_2$	4422.02	

Таблица 4.1 также содержит сравнение полученных результатов с други-



ми измерениями, такими как лабораторные измерения в сильноточном полом катоде с использованием метрового Фурье спектрометра в солнечном телескопе McMath-Pierce, управляемом в Национальной обсерватории Китт-Пик (The National Solar Observatory at Kitt Peak) [157], и солнечным спектральным атласом, полученным на космическом ACE-FTS [31]. Спектральное разрешение этих двух измерений  $0.01$  и  $0.005 \text{ см}^{-1}$ , соответственно. Для большинства линий полученные значения длин волн совпадают с известными из литературы в пределах погрешностей.

В качестве примера, на Рисунке 4.1 показано сравнение двух измеренных спектральных линий, соответствующих переходу  $5g-6h$  между триплетным и синглетным уровнями. Тонкое расщепление для высоко возбужденных уровней обычно очень мало и неразличимо ни в настоящих измерениях, ни в солнечном спектре ACE-FTS [31].

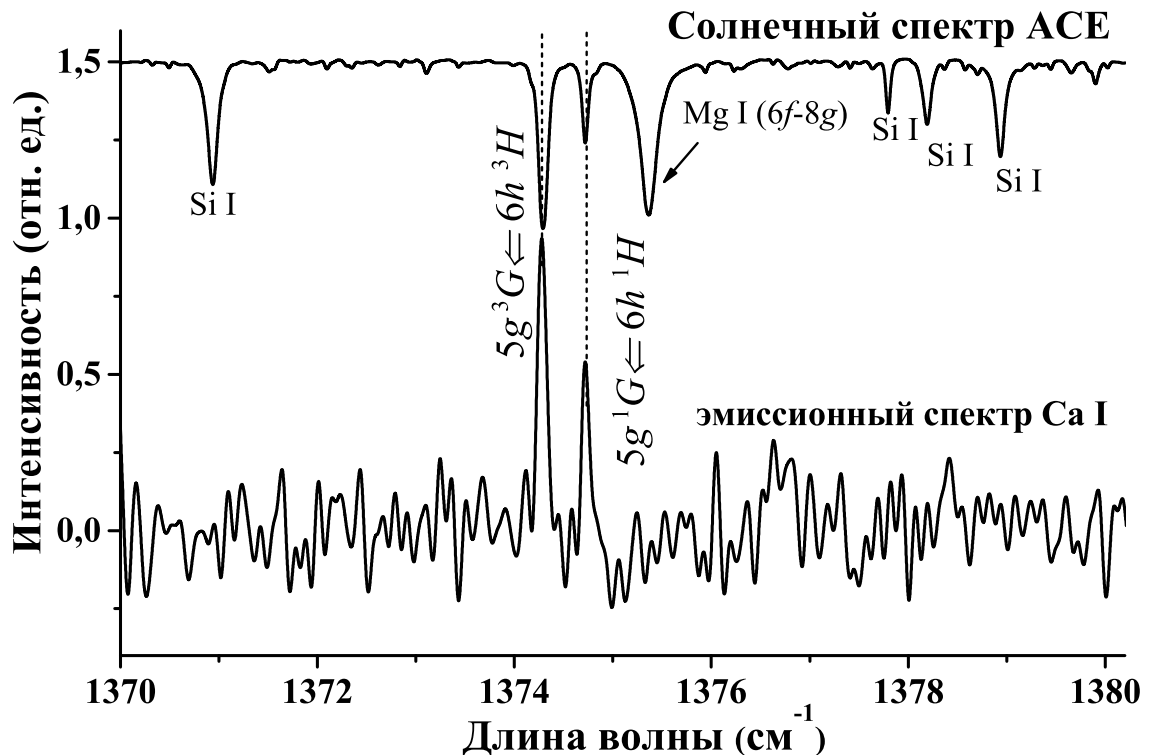


Рис. 4.1. Переход  $5g - 6h$  в эмиссионном спектре Ca I (спектроскопия лазерной плазмы) в сравнении с солнечным спектром ACE [31]

В Таблице 4.2 сравниваются мультиплетные значения сил осцилляторов  $f$  с расчетами методом модельного потенциала из работы [158]. Хотя некоторые из QDT значений не совпадают с работой [158], общее согласие можно считать удовлетворительным. Силы осцилляторов были рассчитаны с использованием одноканальной теории QDT, что применимо для двухэлектронного атома только для переходов между состояниями  $4s nl$ . В расчетах рассматривались переходы только с  $LS$  связью, а интеркомбинационные переходы не учитывались. Согласие QDT расчетов с другими улучшается с ростом главного квантового числа  $n, n'$ , как это и должно быть, учитывая, что высоковозбужденные состояния атомов лучше описываются QDT приближением, чем низковозбужденные.

Таблица 4.2. Мультиплетные значения  $f$  для некоторых  $4s nl S-4s n'l' P$  переходов в Ca I

		$4s ns \leftarrow 4s n'p$							
		5p		6p		7p		8p	
		$^1S-^1P$	$^3S-^3P$	$^1S-^1P$	$^3S-^3P$	$^1S-^1P$	$^3S-^3P$	$^1S-^1P$	$^3S-^3P$
6s	[158]	-0.4310	-0.7513	0.6041	1.802	0.1127	0.05513	0.03070	0.01133
	QDT	-0.7224	-0.7544	1.130	1.818	0.1891	0.06202	0.05094	0.01428
7s	[158]	-0.0879	-0.07423	-0.3403	-1.307	1.7170	2.268	0.1438	0.07550
	QDT	-0.0762	-0.07714	-0.3702	-1.298	2.064	2.253	0.1388	0.07864
8s	[158]	-0.0328	-0.02463	-0.0704	-9.717	-1.5708	-1.720	2.4519	2.694
	QDT	-0.0274	-0.02621	-0.0728	-9.659	-1.858	-1.703	2.646	2.680
		$4s np \leftarrow 4s n'd$							
		5d		6d		7d			
		$^1S-^1P$	$^3S-^3P$	$^1S-^1P$	$^3S-^3P$	$^1S-^1P$	$^3S-^3P$		
4p	[158]	0.2646	0.1119	0.04527	0.04933		0.02573		
	QDT	0.1167	0.08476	0.04013	0.03890	0.0124	0.02185		
5p	[158]	0.2513	0.3018	0.1352	0.1144		0.06512		
	QDT	0.2262	0.2909	0.1167	0.09789	0.0551	0.04839		
6p	[158]	0.6437	0.2497	0.1172	0.4253		0.1253		
	QDT	1.101	0.2193	0.0962	0.4574	0.0861	0.1399		
7p	[158]	-0.0012	-0.1079	-0.7102	0.2655		0.5198		
	QDT	-0.00037	-0.009354	-0.8375	0.2359	1.799	0.5565		
8p	[158]	-0.0002667	-0.02078	-0.0004333	-0.1427		0.1082		
	QDT	-0.003215	-0.01757	-0.0002868	-0.1339	-1.086	0.09796		
		$4s nd \leftarrow 4s n'f$							
		4f		5fp		6f		7f	
		$^1S-^1P$	$^3S-^3P$	$^1S-^1P$	$^3S-^3P$	$^1S-^1P$	$^3S-^3P$	$^1S-^1P$	$^3S-^3P$
5d	[158]	-0.1698	-0.1938	1.094	1.256	0.08856	0.1243	0.01982	0.03303
	QDT	-0.1984	-0.1816	1.347	1.295	0.1246	0.1439	0.03224	0.04196

Таблица 4.2. Продолжение таблицы.4.2

$6d$	[158]	-0.00012	$-6.0 \times 10^{-5}$	-0.2450	-0.3646	1.084	1.335	0.1704	0.1759
	QDT	-0.00352	$-6.3 \times 10^{-5}$	-0.2571	-0.3616	1.216	1.371	0.2021	0.1897
$7d$	[158]	-0.00004	$-1.3 \times 10^{-10}$	-0.02086	-0.001067	-0.06076	-0.4393	0.7998	1.278
	QDT	-0.00032	$-2.2 \times 10^{-4}$	-0.02938	-0.001719	-0.06599	-0.4604	0.9197	1.358

Большинство значений энергий ридберговских состояний Ca I приведено в базе данных NIST ASD [102]. Следует отметить, что некоторые из них были получены не в лабораторных измерениях. Например, уровни  $4sng$  и  $4snh$  ( $n = 6, 7$ ) атома Ca I были определены из солнечного спектра [157]. В Таблице 4.3 представлены значения  $g$  и  $h$  уровней Ca I, извлеченные из измеренных линий.

Для расчета новых энергетических уровней атома Ca I были использованы значения  $f$ -состояний из работы [159]. Исключения составляет уровень  $4s5g \ ^1G_4$ , энергия которого была рассчитана с использованием значения уровня  $3d4p \ ^1F_3$  [159]. Уровень  $5g$  был извлечен из измеренного мультиплета  $4f-5g$  (см. Таблицу 4.1). Несмотря на то, что в измеренном мультиплете видна тонкая структура уровня, значения энергий для всех компонент  $g$  уровней совпадают в пределах погрешности. Исключение составляет терм  $4s6g \ ^3G_4$ , который хорошо различим. Для  $h$  состояний тонкая структура уровней еще меньше и, тем более, не различима.

В Приложении A в дополнение приведена Таблица A.3, где в приближении теории квантового дефекта посчитаны матричные элементы (значения  $f$  и  $A$ ) для переходов, включающих в себя  $4snd$ ,  $4snf$ ,  $4sng$  и  $4snh$  уровни атома Ca I. Значения  $A$  из этой таблицы использовались для определения относительных интенсивностей при идентификации наблюдаемых в эксперименте линий.

Таблица 4.3. Полученные значения  $ng$  и  $nh$  уровней атома Са, участвующих в наблюдаемых переходах

Эн. уровень	Данная работа (см <sup>-1</sup> )	Другие работы (см <sup>-1</sup> )
$5g \ ^1G_4$	44874.416(17)	44874.149 [157], 44875.95 [159]
$5g \ ^3G_3$	44874.827(17)	44874.818 [157], 44875.96 [159]
$5g \ ^3G_4$	44874.834(21)	44874.844 [157], 44875.96 [159]
$5g \ ^3G_5$	44874.858(17)	44874.875 [157], 44875.96 [159]
$6g \ ^1G_4$	46231.672(20)	46231.7 [157]
$6g \ ^3G_3$	} 46230.802(23)	46231.014 [157]
$6g \ ^3G_4$		46231.033 [157]
$6g \ ^3G_5$	46231.033(16)	46231.051 [157]
$7g \ ^1G_4$	47048.910(16)	47048.894 [157]
$7g \ ^3G_3$	} 47048.619(19)	47048.619 [157]
$7g \ ^3G_4$		47048.636 [157]
$7g \ ^3G_5$		47048.645 [157]
$6h \ ^1H$	46249.112(19)	} 46249.150 [157]
$6h \ ^3H$	46249.116(21)	
$7h$	47060.468(24)	47060.478 [157]

## 4.2. Магний Mg I

Спектр магния, как и атома кальция, важен при изучении свойства металличности звезд и влияния его на эволюцию и процессы формирования нашей Галактики. Распространение таких металлов, как магний или кальций чувствительно к отклонениям от локального термодинамического равновесия (ЛПР) [152, 154, 160, 161]. Не-ЛПР поправки к распространению магния особенно важны, так как магний может быть лучшим индикатором химической эволюции Галактики, чем железо [161].

За последние два десятилетия в инфракрасном диапазоне было проведено лишь два измерения спектра Mg I. С использованием разряда в полном катоде в работе [162] были измерены спектры в диапазоне от 1800 до 9000  $\text{см}^{-1}$ , при этом впервые лабораторно с помощью FTS измерений смогли наблюдать  $3sng\ 1,3G$  уровень атома Mg I с главным квантовым числом  $n \leq 8$ . В общей сложности в работе [162] опубликовано 116 линий Mg I с погрешностью не больше  $10^{-3}\ \text{см}^{-1}$ . В работе [163] измерено 23 линий Mg I в диапазоне между 740 и 1126  $\text{см}^{-1}$  с точностью 0,0002  $\text{см}^{-1}$ , полученных с использованием спектрометра на диодном лазере. Их измерения переходов с высокими значениями орбитального момента  $7l-9l'$  с  $l = 5, 6, 7$  и  $l' = 6, 7, 8$  скорректировали соответствующие длины волн линий, наблюдаемых в солнечном спектре [164] и рассчитанных по формуле Эдлена (уточнённая формула Ридберга с учётом поправок на поляризуемость остова) [165].

Целью изучения спектра магния было получить атомные ИК линии в диапазоне 1300–2000  $\text{см}^{-1}$ , где спектры ни разу ранее не наблюдались лабораторно, а существуют только наблюдения некоторых линий из солнечного спектра. Наблюдаемые линии атома Mg I представлены в Таблице 4.4 со всеми параметрами и идентификацией. Спектры были получены в диапазонах 1200–1600, 1800–3200, 1800–3500, 4100–5000, и 5000–7000  $\text{см}^{-1}$ , и указанные

в таблице относительные единицы интенсивности одинаковы лишь лишь в пределах одного диапазона.

Таблица 4.4. Экспериментально полученные линии Mg и их идентификация

Длина волны ( $\text{см}^{-1}$ )	I отн. ед.	SNR	FWHM ( $\text{см}^{-1}$ )	Ид.-ция	Др. измерения	
					ACE [31],( $\text{см}^{-1}$ )	[162],( $\text{см}^{-1}$ )
1356.182(2)	$1.79 \times 10^4$	13.0	0.056(12)	$3s5g-3s6h$	1356.152	1356.182
1406.529(9)	$3.78 \times 10^3$	4.69	0.061(31)	$3s5f \ ^3F_3-3s6g$	1406.557	
2150.348(5)	$4.20 \times 10^2$	10.3	0.064(19)	$3s5s \ ^1S_0-3s5p \ ^1P_1$	2150.34	2150.353
2166.092(17)	$1.87 \times 10^2$	4.09	0.067(41)	$3s5g-3s7h$	2166.08	
2219.241(13)	$2.68 \times 10^2$	5.90	0.093(38)	$3s5f-3s7g$	2219.31	
2291.377(8)	$2.13 \times 10^2$	6.01	0.068(25)	$3s4f \ ^3F_4-3s5d \ ^3D_3$	2291.463	2291.50
2291.528(27)	$1.63 \times 10^2$	3.70	0.101(89)	$3s4f \ ^3F_3-3s5d \ ^3D_2$	2291.55	
2376.286(11)	$2.06 \times 10^2$	5.32	0.088(38)	$3s5s \ ^3S_1-3s5p \ ^3P_0$	2376.292	2376.305
2377.581(5)	$6.06 \times 10^2$	11.8	0.092(17)	$3s5s \ ^3S_1-3s5p \ ^3P_1$	2377.579	2377.595
2380.223(5)	$1.16 \times 10^3$	12.8	0.097(15)	$3s5s \ ^3S_1-3s5p \ ^3P_2$	2380.222	2380.236
2586.006(5)	$6.92 \times 10^5$	3.08	0.148(15)	$3s4f \ ^3F_4-3s5g \ ^3G_5$	2586.006	2586.021
2586.060(1)	$6.51 \times 10^4$	2.56	0.031(11)	$3s4f \ ^3F_3-3s5g \ ^3G_4$	2586.047	2586.068
2586.108(6)	$2.55 \times 10^5$	2.13	0.069(23)	$3s4f \ ^3F_2-3s5g \ ^3G_3$	2586.10	2586.110
2586.326(6)	$1.31 \times 10^5$	4.03	0.051(21)	$3s4f \ ^1F_3-3s5g \ ^1G_4$	2586.320	2586.328
2715.485(3)	$2.28 \times 10^3$	19.9	0.116(10)	$3s5p \ ^3P_2-3s5d \ ^3D_3$	2715.502	2715.448
2718.164(4)	$1.16 \times 10^3$	11.1	0.108(14)	$3s5p \ ^3P_1-3s5d \ ^3D_2$	2718.165	2718.119
2719.450(11)	$2.60 \times 10^2$	6.12	0.081(34)	$3s5p \ ^3P_0-3s5d \ ^3D_1$	2719.474	2719.430
2943.680(5)	$6.44 \times 10^2$	15.3	0.094(16)	$3s3d \ ^1D_2-3s4p \ ^1P_1$	2943.694	2943.701
3011.885(12)	$1.89 \times 10^3$	3.57	0.173(35)	$3s4d \ ^3D_1-3s5f \ ^3F_2$	3011.975	3011.893
				$3s4d \ ^3D_2-3s5f \ ^3F_3$		3011.973
3012.046(5)	$2.88 \times 10^3$	6.80	0.144(16)	$3s4d \ ^3D_3-3s5f \ ^3F_4$		3012.049
3209.436(3)	$1.67 \times 10^3$	34.2	0.106(9)	$3s4p \ ^1P_1-3s5s \ ^1S_0$	3209.449	3209.447
4190.106(8)	$3.40 \times 10^4$	7.52	0.090(25)	$3s5p \ ^3P_2-3s6d \ ^3D_3$	4190.103	4190.109
4192.791(17)	$1.35 \times 10^4$	4.20	0.093(52)	$3s5p \ ^3P_1-3s6d \ ^3D_2$	4192.785	4192.750
				$3s5p \ ^3P_0-3s6d \ ^3D_1$	4194.069	4194.071
4383.140(6)	$2.16 \times 10^5$	5.38	0.142(18)	$3s4d \ ^3D_1-3s6f \ ^3F_2$	4383.144	4383.179
				$3s4d \ ^3D_2-3s6f \ ^3F_3$	4383.21	4383.225
4383.267(4)	$3.08 \times 10^5$	7.78	0.142(15)	$3s4d \ ^3D_3-3s6f \ ^3F_4$	4383.28	4383.279
4746.817(8)	$5.39 \times 10^4$	10.6	0.141(24)	$3s4f \ ^3F_4-3s7g \ ^3G$		4746.796
4747.101(10)	$2.09 \times 10^4$	6.20	0.086(33)	$3s4f \ ^1F_3-3s7g \ ^1G_4$		4747.097
5843.403(2)	$2.13 \times 10^6$	46.1	0.133(5)	$3s4s \ ^1S_0-3s4p \ ^1P_1$		5843.407
6341.100(3)	$9.81 \times 10^5$	25.5	0.120(8)	$3s4p \ ^3P_2-3s4d \ ^3D_3$		6341.095

Таблица 4.4. Продолжение таблицы.4.4

Длина волны	I	SNR	FWHM	ID	Др. измерения
6347.891(5)	$4.85 \times 10^5$	12.5	0.115(15)	$3s4p \ ^3P_1-3s4d \ ^3D_2$	6347.880
6351.233(9)	$1.29 \times 10^5$	8.07	0.089(25)	$3s4p \ ^3P_0-3s4d \ ^3D_1$	6351.220
6643.714(5)	$2.84 \times 10^5$	13.8	0.121(14)	$3s4s \ ^3S_1-3s4p \ ^3P_0$	6643.712
6647.013(3)	$1.12 \times 10^6$	14.7	0.142(10)	$3s4s \ ^3S_1-3s4p \ ^3P_1$	6647.011
6653.760(3)	$2.08 \times 10^6$	16.4	0.154(9)	$3s4s \ ^3S_1-3s4p \ ^3P_2$	6653.757
6719.592(4)	$1.26 \times 10^5$	4.58	0.058(12)	$3s3d \ ^3D_1-3s4f \ ^3F_2$	6719.596
6719.714(1)	$2.35 \times 10^5$	8.58	0.062(4)	$3s3d \ ^3D_2-3s4f \ ^3F_3$	6719.674
				$3s3d \ ^3D_3-3s4f \ ^3F_4$	6719.71

Измеренные длины волн в Таблице 4.4 можно сравнить с экспериментальными значениями, представленными в базе NIST ASD [102], которые в свою очередь воспроизводят данные лабораторных измерений работы [162]. В Таблице 4.4 также приводится сравнение с волновыми числами из солнечного спектра ACE [31].

Большинство полученных линий присутствуют в работе [162]. Исключение составляют переходы с  $6g$ ,  $7g$ , и  $7h$  состояний. Для некоторых других переходов в работе [162] приводится только одна линия дублета. Компоненты мультиплета неразличимы из-за малой интенсивности одной из компонент или близости значений волновых чисел. Тем не менее в анализируемом эксперименте вблизи  $2291.50\text{см}^{-1}$  удалось различить две линии вместо одной, указанной в [162]. Большинство измеренных длин волн согласуются либо с ACE [31], либо с работой [162]. К сожалению, нет возможности восстановить погрешность измерения длин волн из работы [162], которая в свою очередь ссылается на статью [166], где упоминается разрешающая сила спектрометра  $500000$ . Исходя из этой разрешающей способности можно предположить, что в диапазоне длин волн  $2000-7000\text{см}^{-1}$  погрешности работы [162] порядка  $0.004-0.014\text{см}^{-1}$ .

В Таблице A.4 в Приложении A представлены  $f$ - и  $A$ -величины для переходов, включающих в себя  $3snd$ ,  $3snf$ ,  $3sng$ , и  $3snh$  уровни атома Mg I в диапазоне 800–9000  $\text{см}^{-1}$ . Волновые числа, представленные в таблице, рассчитаны из соответствующих значений энергии, взятых из разных источников. Для сравнения в Таблице A.4 содержатся также  $f$ -значения, взятые из базы NIST ASD [102]. Совпадение между значениями из NIST ASD и рассчитанными QDT методом является удовлетворительным. Более чем 80% теоретических QDT значений  $f$  совпадают с значениями NIST ASD в пределах 20% точности.

На Рисунке 4.2 показана часть экспериментально полученного спектра Mg I, содержащая одну из линий солнечного спектра, в сравнении с узкими эмиссионными профилями, наложенными на широкие линии поглощения [167].

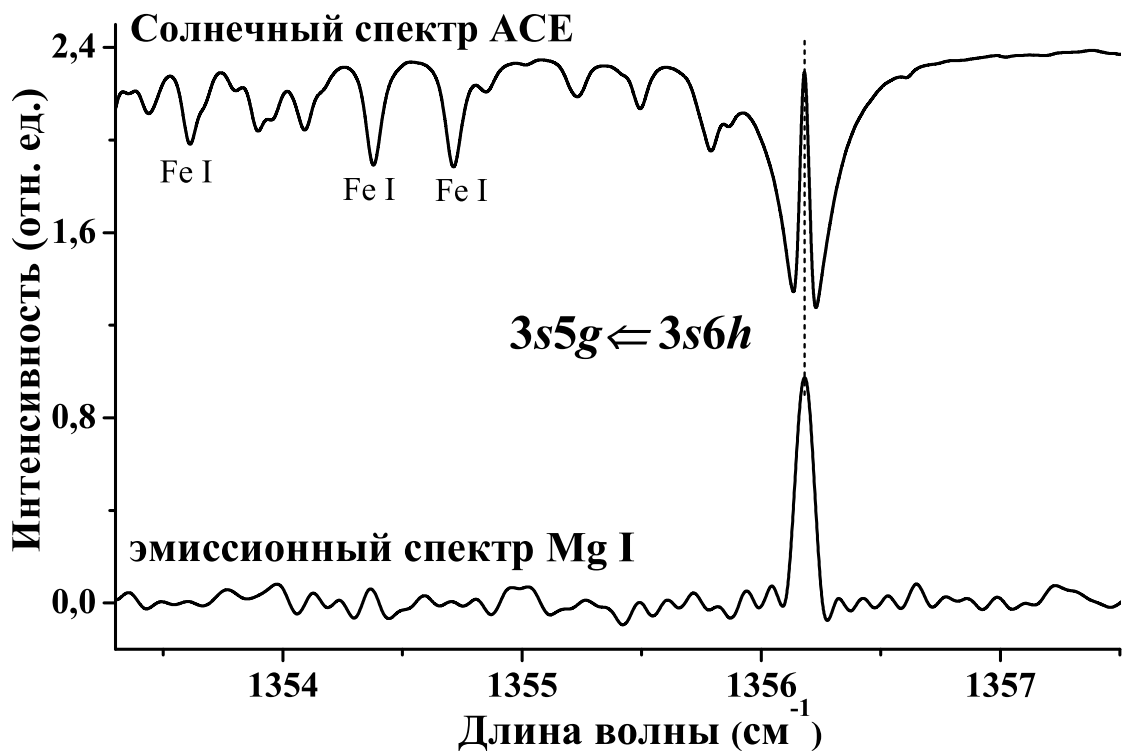


Рис. 4.2. Переход  $5g - 6h$  в спектре абляции атома Mg I (лабораторный эксперимент) и в солнечном спектре ACE [31]



Таблица 4.5. Полученные значения  $ng$  и  $nh$  уровней атома Mg, участвующих в наблюдаемых переходах

Эн. уровень	Данная работа ( $\text{см}^{-1}$ )	Другие работы ( $\text{см}^{-1}$ )
$5g \ ^1G_4$	57262.764(8)	} 57262.77 [162], 57262.760 [165]
$5g \ ^3G_3$	57262.762(8)	
$5g \ ^3G_4$	57262.761(5)	
$5g \ ^3G_5$	57262.761(7)	
$6g$	58610.783(10)	58610.80 [162], 58610.795 [165]
$7g \ ^1G$	59423.539(11)	} 59423.54 [162], 59423.537 [165]
$7g \ ^3G$	59423.532(9)	
$6h$	58618.944(8)	58618.942 [165]
$7h$	59428.854(18)	59428.853 [165]

В таблице 4.5 приведены значения впервые полученных энергетических уровней с высоким  $l$ . Для получения энергий  $g$ -уровней были использованы энергии синглетного  $f$  уровня из работы [168] и триплетного  $f$  уровня из работы [162]. Уровень  $5g$  был получен из четырех линий мультиплета  $4f-5g$  (см. Таблицу 4.4). Однако, все полученные значения структуры уровня  $g$  с разными угловыми моментами совпадают друг с другом в пределах погрешности, т.е. невозможно утверждать, что тонкая структура  $g$  уровня различима в анализируемом эксперименте. Для  $h$  уровня расщепление на компоненты еще более мало и, соответственно, тонкое расщепление также не было найдено.

### 4.3. Стронций Sr I

Атом стронция является объектом многочисленных экспериментальных и теоретических исследований в таких областях современной атомной физи-

ки, как атомные часы [169], гравиметры на холодных атомах [170], кластеры и газы из ридберговских атомов [171, 172] и др. Поэтому изучение спектра стронция и его структуры энергетических уровней является важной задачей.

Наиболее изученными уровнями нейтрального Sr I являются первые низковозбужденные и высоковозбужденные ридберговские состояния. Информация по средневозбужденным уровням, например,  $5snl$  с  $n < 8$ , нуждается в обновлении. Действительно, из исторического обзора спектра Sr I, который дан в работе [173], а также [174], главным источником информации по энергетическим уровням является книга [175], которая воспроизводит результаты еще более ранней работы [176]. Это говорит о том, что данные об энергетических уровнях атома стронция были получены очень давно и с тех пор не уточнялись.

Значения экспериментально полученных уровней с  $l > 3$  ( $g$ - или  $h$ - состояний) в настоящее время в литературе отсутствует, что связано с отсутствием измеренных спектров в инфракрасном диапазоне. В доступной литературе не существует информации по спектральным линиям Sr I ниже  $3840 \text{ см}^{-1}$ . Последние измерения спектра Sr I в ИК-диапазоне были сделаны в работе [177], список линий в которой покрывает область от  $3841$  до  $12816 \text{ см}^{-1}$ .

Целью данного раздела является изучение спектра атома Sr I в ранее не исследованной области  $1300\text{--}3000 \text{ см}^{-1}$ . Эмиссионный спектр Sr I был измерен с использованием Фурье-спектроскопии плазмы, образованной при лазерной абляции мишени из  $\text{SrF}_2$ . Некоторые части полученных спектров представлены на Рисунках 4.3 и 4.4, где показаны наиболее сильные компоненты мультиплетов  $4f\text{--}5g$  и  $5f\text{--}6g$  соответственно.

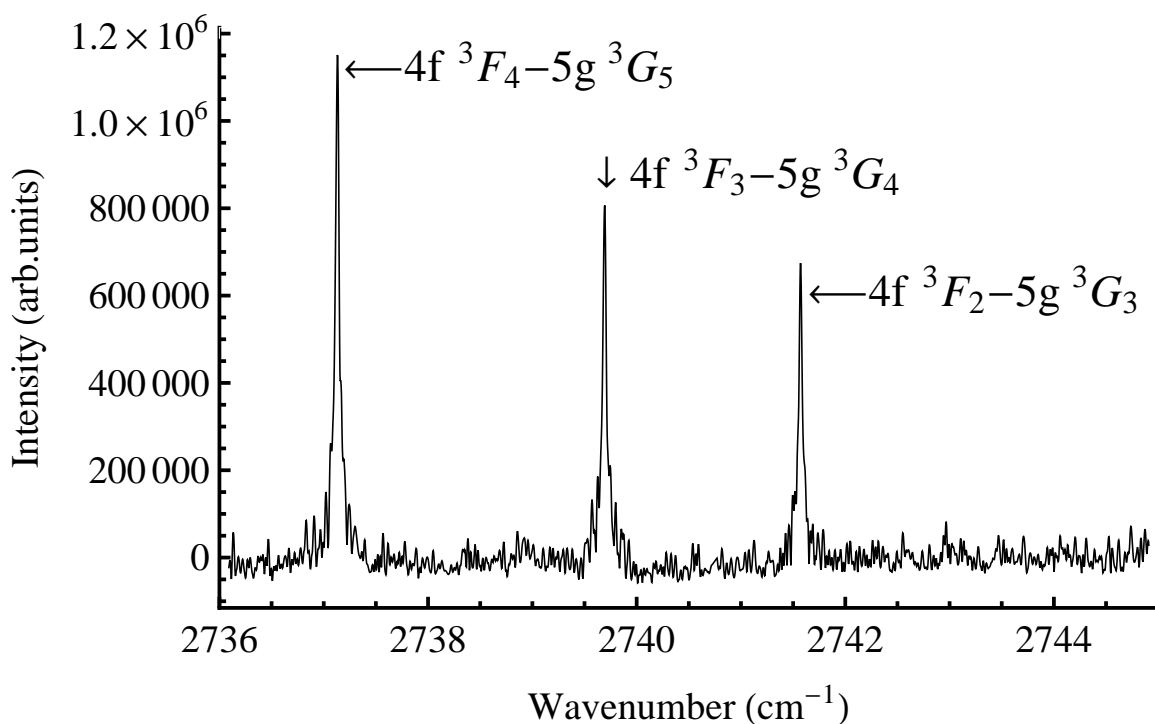


Рис. 4.3. Компоненты мультиплетов  $4f^3F-5g^3G$ , полученные из эмиссионного спектра Sr

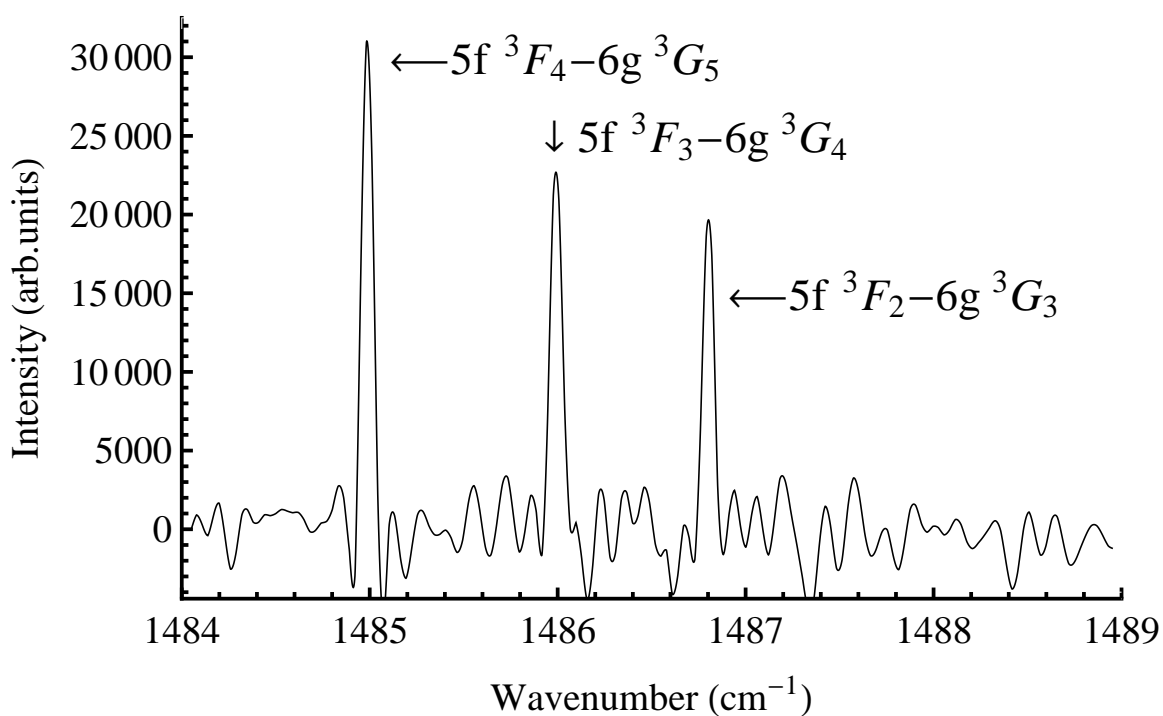


Рис. 4.4. Часть эмиссионного спектра Sr, на котором различимы компоненты мультиплетов  $5f^3F-6g^3G$

Идентификация линий переходов, включающих не известные ранее состояния  $ng$ - и  $nh$ , была проведена с учетом как полученных теоретически

относительных интенсивностей линий, так и известных значений величины тонкого расщепления уровней. Например, линии, показанные на Рисунках 4.3 и 4.4 легко идентифицируются, если учесть известное тонкое расщепления мультиплетных уровней  $4f\ ^3F$  или  $5f\ ^3F$  [173].

Значения относительных интенсивностей и сил линий были рассчитаны с использованием одноканальной теории квантового дефекта. Применение приближения QDT оправдано для двухэлектронного атома Sr I только для переходов между  $5s\ nl$  состояниями. В настоящих измерениях все полученные линии (кроме одной  $3280.285\ \text{см}^{-1}$ - переход  $5s\ 5d\ ^1D_2-4d\ 5p\ ^1F_3$ ) являются переходами между уровнями  $5s\ nl$  атома Sr I.

Волновые числа, интенсивности и другие параметры измеренных линий атома Sr I представлены в Таблице 4.6. Измерения были проведены в трёх спектральных диапазонах  $1300-1500$ ,  $2500-3700$  и  $4200-5000\ \text{см}^{-1}$ ; и относительные единицы интенсивности линий относятся к одной шкале только внутри одного спектрального промежутка.

В экспериментально полученном спектре плазмы, возникающей после лазерной абляции мишени  $\text{SrF}_2$ , присутствовали только атомные переходы с высоковозбужденных состояний с  $n \leq 8$ , и не было зарегистрировано ионных линий в промежутке  $\tau \simeq 10..30\ \mu\text{s}$  после лазерного выстрела. Можно полагать, что степень ионизации возникающей плазмы достаточно мала, и штарковским уширением линий можно пренебречь. Это становится существенным при сравнении лабораторных результатов, к примеру, со спектрами звезд.

Так как уровень шума при измерениях в диапазоне  $1300-1500\ \text{см}^{-1}$  достаточно велик (см. соотношение сигнал-шум в Таблице 4.6), для того, чтобы лучше различить тонкую структуру линий в этом диапазоне были объединены данные с нескольких сканирований, чтобы получить соответствующие рисунки.

Приняв во внимание тот факт, что величина тонкого расщепления для

Таблица 4.6. Экспериментально полученные линии Sr и их идентификация

Длина волны ( $\text{см}^{-1}$ )	I отн. ед.	SNR	FWHM ( $\text{см}^{-1}$ )	ID	Другие измерения ( $\text{см}^{-1}$ )
1333.099(3)	$1.81 \times 10^3$	6.6	0.031(33)	$5s5f\ ^1F_3-5s6g\ ^1G_4$	
1380.499(3)	$3.30 \times 10^3$	4.3	0.038(40)	$5s5g\ ^1G_4-5s6h\ ^1H_5$	
1381.337(8)	$3.79 \times 10^3$	5.4	0.050(30)	$5s5g\ ^3G_5-5s6h\ ^3H_6$	
1381.501(24)	$3.16 \times 10^3$	4.5	0.073(47)	$5s5g\ ^3G_4-5s6h\ ^3H_5$	
1381.621(15)	$2.82 \times 10^3$	3.0	0.087(58)	$5s5g\ ^3G_3-5s6h\ ^3H_4$	
1484.991(7)	$2.76 \times 10^3$	6.9	0.050(23)	$5s5f\ ^3F_4-5s6g\ ^3G_5$	
1485.992(3)	$1.90 \times 10^3$	3.8	0.020(84)	$5s5f\ ^3F_3-5s6g\ ^3G_4$	
1486.805(5)	$1.65 \times 10^3$	3.3	0.025(81)	$5s5f\ ^3F_2-5s6g\ ^3G_3$	
2737.130(1)	$2.35 \times 10^5$	44	0.049(2)	$5s4f\ ^3F_4-5s5g\ ^3G_5$	
2739.692(2)	$1.59 \times 10^5$	31	0.046(5)	$5s4f\ ^3F_3-5s5g\ ^3G_4$	
2741.572(1)	$1.22 \times 10^5$	26	0.043(3)	$5s4f\ ^3F_2-5s5g\ ^3G_3$	
3280.285(4)	$1.58 \times 10^5$	9	0.068(8)	$5s5d\ ^1D_2-4d5p\ ^1F_3$	
3320.220(1)	$2.61 \times 10^5$	16	0.081(4)	$5s5p\ ^3P_2-5s4d\ ^3D_2$	
3420.700(1)	$1.39 \times 10^6$	37	0.079(2)	$5s5p\ ^3P_2-5s4d\ ^3D_3$	
3506.521(3)	$2.57 \times 10^4$	10	0.037(8)	$5s6s\ ^1S_0-5s6p\ ^1P_1$	
4345.637(14)	$2.06 \times 10^4$	6.2	0.145(44)	$5s6p\ ^1P_1-5s7s\ ^1S_0$	
4404.124(22)	$1.56 \times 10^4$	2.4	0.148(82)	$5s5d\ ^3D_2-5s7p\ ^3P_1$	
4404.320(27)	$1.10 \times 10^4$	3.2	0.135(94)	$5s5d\ ^3D_1-5s7p\ ^3P_0$	
4412.365(16)	$7.30 \times 10^3$	4.2	0.079(45)	$5s5d\ ^3D_3-5s7p\ ^3P_2$	
4811.562(3)	$9.11 \times 10^4$	16	0.123(10)	$5s5d\ ^1D_2-5s4f\ ^1F_3$	4811.30(20) [177]
4814.688(6)	$7.03 \times 10^4$	11	0.134(28)	$5s6s\ ^3S_1-5s6p\ ^3P_0$	4814.61(20) [177]
4829.518(3)	$2.62 \times 10^5$	3.7	0.157(13)	$5s6s\ ^3S_1-5s6p\ ^3P_1$	4829.44(20) [177]
4934.273(3)	$2.75 \times 10^5$	8.2	0.145(10)	$5s6s\ ^3S_1-5s6p\ ^3P_2$	4934.14(20) [177]

уровней  $5s\ 5g$  намного меньше, чем для  $5s\ 4f$ , можно легко заключить, что на Рисунке 4.3 нижним состоянием для этих линий является состояние  $5s\ 4f\ ^3F$ . Действительно, используя значения энергии мультиплетного уровня  $5s\ 4f\ ^3F_J$ :  $E_{5s\ 4f\ ^3F_2} = 38750.420\ \text{см}^{-1}$ ,  $E_{4f\ ^3F_3} = 38752.410\ \text{см}^{-1}$ ,  $E_{4f\ ^3F_4} = 38755.175\ \text{см}^{-1}$  [173] можно заметить, что значения расщеплений уровней  $E_{4f\ ^3F_4} - E_{4f\ ^3F_3} \approx 2.76\ \text{см}^{-1}$  и  $E_{4f\ ^3F_3} - E_{4f\ ^3F_2} \approx 2.0\ \text{см}^{-1}$  очень близки к величинам промежутков между линиями, показанными на Рисунке 4.3. Небольшое отличие может быть вызвано малым расщеплением уровня  $5s\ 5g\ ^3F$ . Соотношение интенсивностей компонент мультиплета  $5s\ 4f - 5s\ 5g$ , показанного на Рисунке 4.3, находятся в хорошем соответствии с теоретически рассчитанными соотношениями дипольных матричных элементов компонент мультиплетов (значений  $A$  и  $f$ ), приведенных в Таблице А.5.

После анализа экспериментального спектра Sr вблизи  $1380\ \text{см}^{-1}$  могут быть определены неизвестные ранее уровни  $5s\ 6h$ . В этой части спектра на Рисунке 4.5 показаны четыре линии, относящиеся к переходам  $5s\ 5g - 5s\ 6h$ : одна из них (с наименьшим значением длины волны) соответствует переходу между синглетными уровнями, а остальные три линии — переходам между триплетными уровнями. Идентификация этих линий основывалась, в первую очередь, на сравнении значений относительных интенсивностей линий  $A$  (или  $f$ ), рассчитанных с использованием QDT-метода и представленных в Таблице А.5. Во вторых, при идентификации имела значение величина тонкого расщепления линий триплета  $5s\ 5g\ ^3G - 5s\ 6h\ ^3H$ , которая четко различима на Рисунке 4.5 и которая должна быть меньше, чем расщепления переходов  $f-g$ , обсуждаемых выше.

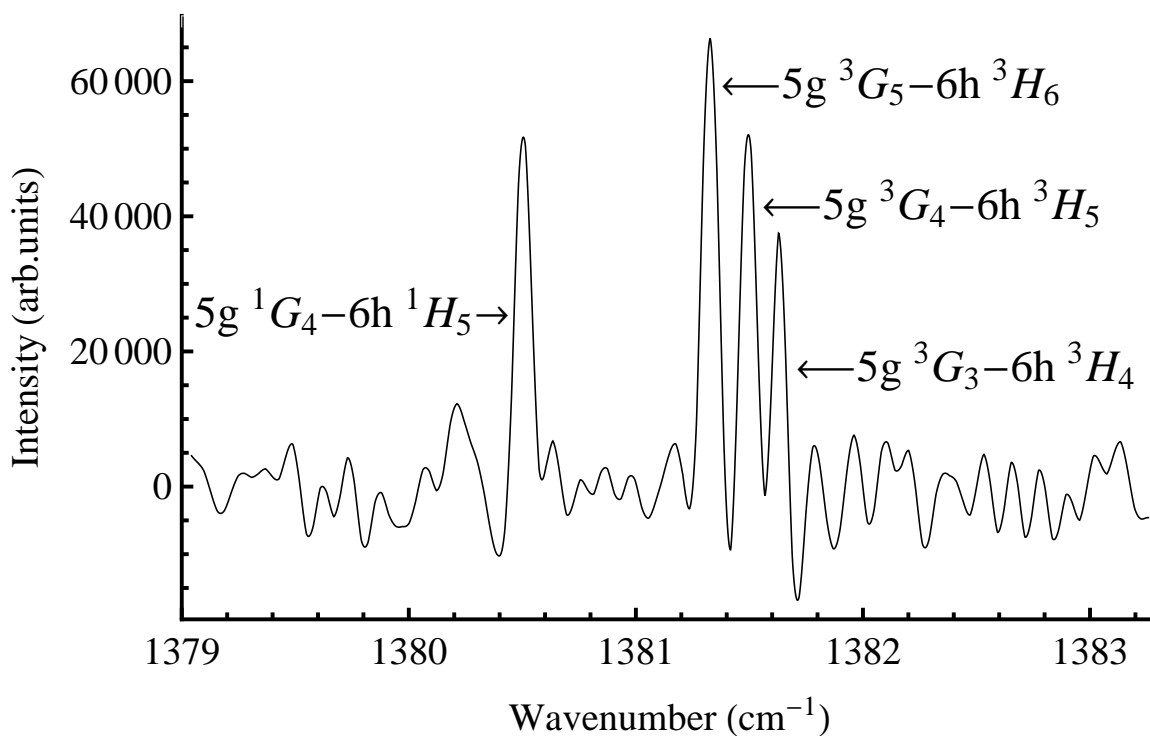


Рис. 4.5. Линии  $5g-6h$  атома Sr, полученные из эмиссионного спектра с помощью лазерной абляции

Для сравнения в Таблице 4.6 даны длины волн из работы [177]. Эти значения совпадают с измеренными в данной работе в пределах погрешностей, но последние в работе [177] довольно велики. Поэтому можно рекомендовать значения линий из Таблицы 4.6 как более точные.

В Таблице 4.7 представлены значения энергетических уровней  $5s\ 5g$ ,  $5s\ 6g$  и  $5s\ 6h$ , извлеченные из измеренного спектра.

Энергии синглетных уровней  $5s\ 6h\ ^1H_5$  и  $5s\ 5g\ ^1G_4$ , к сожалению, получить не удалось, так как в ходе эксперимента не получилось наблюдать синглет-синглетный переход  $5s\ 4f\ ^1F_3-5s\ 5g\ ^1G_4$  из-за его слабой интенсивности. Используя известные значения энергии  $E_{5s\ 4f\ ^1F_3} = 39539.013\ \text{cm}^{-1}$  из работы [173] и величину синглет-триплетного расщепления уровней  $5s\ 6h$  из Рисунка 4.5 (величина порядка  $1\ \text{cm}^{-1}$ ) можно предсказать наличие линии  $5s\ 4f\ ^1F_3-5s\ 5g\ ^1G_4$  вблизи  $1954\ \text{cm}^{-1}$ , но, к сожалению, данный диапазон не попадает в зону пропускной способности имеющихся фильтров.

Таблица 4.7. Энергетические  $5sng$  и  $5snh$  уровни Sr, полученные из измеренных спектральных линий

Эн. уровень	Энергия (см <sup>-1</sup> )
$5s 6h \ ^3H_6$	42873.641(12)
$5s 6h \ ^3H_5$	42873.602(26)
$5s 6h \ ^3H_4$	42873.616(17)
$5s 6g \ ^1G_4$	42852.139(190)
$5s 6g \ ^3G_5$	42850.831(230)
$5s 6g \ ^3G_4$	42851.474(23)
$5s 6g \ ^3G_3$	42851.407(19)
$5s 5g \ ^3G_5$	41492.304(9)
$5s 5g \ ^3G_4$	41492.101(9)
$5s 5g \ ^3G_3$	41491.995(8)

Таблица 4.8. Расчитанные методом квантового дефекта вероятности переходов  $5s 5s \ ^1S_0-5s np \ ^1P_1$  атома Sr (значения  $A$  в единицах  $10^6 \text{ c}^{-1}$ ) в сравнении с результатами других авторов.  $L$  и  $V$  означают калибровку длины или скорости в вычислениях методом Хартри—Фока

$n$	Данная работа	Другие работы
7	6.12	4.54(20) [178]; 5.33(69) [179]; 6.666 (L) [180]; 6.034 (V) [180]; 3.19 [181]
8	23.3	16.7(8) [178]; 18.3(2.7) [179]; 17.29 (L) [180]; 14.22 (V) [180]; 14.9 [181]
9	11.6	10.2(5) [178]; 11.5(1.7) [179]; 11.6 [181]
10	6.31	6.80(32) [178]; 6.65(77) [179]; 7.60 [181]
11	3.76	3.90(58) [178]; 3.72(46) [179]; 4.88 [181]



Перед тем как использовать рассчитанные QDT-методом дипольные матричные элементы переходов для идентификации измеренных линий, было проведено сравнение вычислений QDT с экспериментальными данными и расчетами из других работ. В Таблице 4.8 можно сопоставить рассчитанные в данной работе значения интенсивности  $A$  для переходов  $5s\ ^1S_0 - np\ ^1P_1$  для  $n = 7 - 11$  и измеренные методом крюков [178, 179], извлеченные из измеренных времен жизни [181], а также рассчитанные мультиконфигурационным нерелятивистским методом Хартри—Фока [180].

Похожее сопоставление с значениями сил осцилляторов  $f$ , экспериментально полученными методом магнитооптической спектроскопии [182, 183], дано в Таблице 4.9 для высоких ридберговских состояний ( $n > 11$ ).

В Таблице 4.10 представлены рассчитанных в приближении QDT вероятности переходов спектральных линий в сравнении со значениями интенсивностей эмиссионных линий, измеренных в разряде с полым катодом [184].

Эта группа переходов немного хуже согласуется с экспериментом, чем переходы в Таблицах 4.8 и 4.9. Тем не менее следует заметить, что в некоторых случаях в работе [184] приводятся отличающиеся друг от друга значения, полученные с использованием времени жизни уровня [LT] и правила сумм сил линий [SR]. Данное правило сумм для LS-связи было применено в работе [184] с учетом предположения, что смешивание конфигураций не играет роли для триплетных состояний щелочноземельных металлов [185]. Результаты работы [181] для переходов  $5s\ 4d - 5s\ 6p$ , рассчитанные с использованием многоканальной QDT и вариационного  $R$ -матричного подхода, тоже отличаются от экспериментальных значений работы [184]. Так как в работе [181] приведены только усредненные мультиплетные значения вероятностей перехода для  $5s\ 4d - 5s\ 6p$ , соответствующие результаты для отдельных линий представлены в Таблице 4.10 согласно данным NIST [102].

Таблица 4.9. Сравнение рассчитанных QDT-методом сил осцилляторов переходов  $5s\ 5s\ ^1S_0-5s\ np\ ^1P_1$  атома Sr (значения  $f$  в единицах  $10^{-4}$ ) со результатами других работ

$n$	Данная работа	Другие работы
12	54.2	51.3(63) [179]; 53.1(30) [182]
13	36.2	36.3(44) [179]; 35.1(30) [182]
14	25.3	25.7(31) [179]; 25.8(20) [182]
15	18.3	18.6(23) [179]; 18.7(20) [182]
16	13.7	14.5(21) [179]; 14.1(20) [182]
17	10.5	10.7(16) [179]; 11.0(20) [182]
18	8.24	9.77(150) [179]; 9.24(16) [182]
19	6.58	7.76(120) [179]; 6.96(13) [182]
20	5.34	6.61(98) [179]; 5.55(11) [182, 183]
21	4.42	5.75(85) [179]; 4.47(10) [182, 183]
22	3.64	5.01(10) [179]; 3.78(10) [182, 183]
23	3.07	4.17(84) [179]; 3.09(10) [182, 183]
24	2.62	3.31(67) [179]; 2.68(10) [182, 183]
25	2.19	3.09(62) [179]; 2.18(08) [182, 183]
26	1.90	2.63(53) [179]; 1.79(10) [182, 183]
27	1.69	1.49(10) [182]; 1.64 [183]
28	1.46	1.19(10) [182]; 1.55 [183]
29	1.33	1.18 [183]
30	1.10	1.08 [183]

Таблица 4.10. Сравнение рассчитанных QDT-методом вероятностей переходов (значения  $A$  в единицах  $10^6 \text{ c}^{-1}$ ) с экспериментом [184]. В случае, когда сравнение проведено со значениями, полученными из измерения времени жизни уровня [LT], или с использованием правила сумм из значения силы линии [SR], указана соответствующая ссылка

Переход	Данная работы	Другие работы
$5s\ 5p\ ^3P_2-5s\ 5d\ ^3D_3$	54.0	58.5 [SR]; 6.14(9) [LT]
$5s\ 5p\ ^3P_2-5s\ 5d\ ^3D_2$	13.6	12.8(9)
$5s\ 5p\ ^3P_1-5s\ 5d\ ^3D_2$	41.2	48.2(30); 48.4 [LT]
$5s\ 5p\ ^3P_2-5s\ 5d\ ^3D_1$	1.52	1.3(1)
$5s\ 5p\ ^3P_1-5s\ 5d\ ^3D_1$	23.0	27.1(19) [SR]; 26.3 [LT]
$5s\ 5p\ ^3P_0-5s\ 5d\ ^3D_1$	30.9	34.1(20) [SR]; 34.1(2) [LT]
$5s\ 5p\ ^3P_2-5s\ 6s\ ^3S_1$	4.48	30.4(20) [SR]; 41.5(4) [LT]
$5s\ 5p\ ^3P_1-5s\ 6s\ ^3S_1$	2.81	19.8(14) [SR]; 27.1(2) [LT]
$5s\ 5p\ ^3P_0-5s\ 6s\ ^3S_1$	9.56	6.5(4) [SR]; 8.9(8) [LT]
$5s\ 4d\ ^3D_2-5s\ 6p\ ^3P_1$	11.8	4.6(3) [SR]; 14 [181]
$5s\ 4d\ ^3D_1-5s\ 6p\ ^3P_1$	3.93	1.0(1) [SR]; 3.7 [181]
$5s\ 4d\ ^3D_1-5s\ 6p\ ^3P_0$	15.8	6.8(5) [SR]; 18 [181]
$5s\ 4d\ ^3D_3-5s\ 6p\ ^3P_2$	12.5	3.1(2) [SR]; 11 [181]
$5s\ 4d\ ^3D_2-5s\ 6p\ ^3P_2$	2.24	0.60(4) [SR]; 2.1 [181]
$5s\ 4d\ ^3D_1-5s\ 6p\ ^3P_2$	0.15	0.025(1) [SR];
$5s\ 5p\ ^3P_2-5s\ 7s\ ^3S_1$	13.6	9.1(6) [SR]; 15.5(12) [LT]
$5s\ 5p\ ^3P_1-5s\ 7s\ ^3S_1$	8.69	5.7(4) [SR]; 9.7(8) [LT]
$5s\ 5p\ ^3P_0-5s\ 7s\ ^3S_1$	2.98	1.8(1) [SR]; 3.1(2) [LT]

#### 4.4. Цинк Zn I

В настоящее время в литературе приведены только сравнительно старые спектроскопические данные по атому цинка. Уровни Zn I доступные из базы данных NIST ASD [102] взяты из обзорной работы [186], которая содержит короткое рассмотрение предыдущих исследований спектра Zn I. Энергии уровней  $4s ns \ ^1S$  ( $n = 5..9$ ),  $4s ns \ ^3S$  ( $n = 5..7$ ),  $4s np \ ^1P$  ( $n = 4..7$ ),  $4s np \ ^3P$  ( $n = 4..9$ ),  $4s nd \ ^{1,3}D$  ( $n = 4..6$ ),  $4s 4f$  и  $4s 5f \ ^1F_3$  были получены из измерений спектра дуги в работе [187]. Позднее, в работе [188] было приведено уточнение значений энергий уровней цинка для синглетных и триплетных уровней следующих конфигураций:  $4s 4p$ ,  $4s ns$  ( $n = 5..7$ ) и  $4s nd$  ( $n = 4..6$ ). Часть триплетных уровней  $4s nl$  с орбитальным моментом  $l = 3..6$  с  $n = 5..9$  приведенные в базе данных NIST ASD [102] и обзорной работе [186] были изначально взяты из измерений в полном катоде в УФ диапазоне 2394–2839 Å (41771–35223 см<sup>-1</sup>) из работы [189].

В инфракрасном диапазоне спектр атома цинка практически не изучен, и в настоящее время существует очень малое количество данных. Четыре линии в области 11054–14039 Å (9047–7123 см<sup>-1</sup>) были опубликованы в работе [190], а также в работе [187] сообщается о 25 линиях в диапазоне 4100–10000 см<sup>-1</sup>. Целью данного раздела является изучение спектра цинка в инфракрасном диапазоне, включая область 1300–3100 см<sup>-1</sup>, не изученную ранее. Также в ходе работы были получены некоторые новые линии в диапазоне 4100–6400 см<sup>-1</sup>. Из наблюдаемого спектра были извлечены значения энергий для нескольких уровней с высоким значением орбитального момента  $l$ .

Часть приведенных в NIST ASD [102] значений энергий уровней  $f$ -,  $g$ - и  $h$  вызывают сомнения, так как были получены из запрещенных переходов и имеют очень маленькую точность измерения. Значения энергий этих уровней были использованы с осторожностью при расчете предполагаемого располо-

жения переходов с участием этих уровней. Дополнительным критерием для точной идентификации этих переходов были относительные интенсивности соответствующих линий.

Список волновых чисел наблюдаемых линий, их ширина и интенсивность представлены в Таблице 4.11. Все измерения проводились в нескольких спектральных диапазонах 1300 – 1700, 2100 – 3200, 4100 – 4400 и 5000 – 6400  $\text{см}^{-1}$ .

Таблица 4.11. Экспериментально полученные линии Zn и их идентификация

Длина волны ( $\text{см}^{-1}$ )	I отн. ед.	SNR	FWHM ( $\text{см}^{-1}$ )	ID	Другие измерения ( $\text{см}^{-1}$ )
1339.250(40)	$1.90 \times 10^3$	5.2	0.054(39)	$6g-8h$	
1349.587(10)	$1.07 \times 10^5$	19	0.087(10)	$5g-6h$	
1378.117(20)	$1.01 \times 10^4$	2.7	0.069(15)	$5f \ ^1F_3-6g \ ^1G_4$	
1378.262(20)	$1.25 \times 10^4$	4.2	0.073(18)	$5f \ ^3F_4-6g \ ^3G_5$	
1378.388(18)	$1.62 \times 10^4$	5.1	0.071(16)	$5f \ ^3F_{2,3}-6g \ ^3G_{3,4}$	
1396.490(21)	$5.16 \times 10^3$	6.9	0.062(20)	$6p \ ^1P_1-7s \ ^1S_0$	
1644.115(25)	$3.39 \times 10^3$	8.7	0.070(25)	$6p \ ^3P_2-7s \ ^3S_1$	
2158.965(09)	$3.41 \times 10^3$	27	0.128(8)	$5g-7h$	
2176.330(29)	$3.60 \times 10^2$	6.7	0.072(28)	$7p \ ^1P_1-8d \ ^1D_2$	
2189.059(43)	$1.22 \times 10^3$	7.5	0.119(41)	$5f \ ^1F_3-7g \ ^1G_4$	
2189.221(33)	$1.44 \times 10^3$	8.9	0.138(31)	$5f \ ^3F_4-7g \ ^3G_5$	
2189.350(31)	$1.72 \times 10^3$	8.7	0.151(29)	$5f \ ^3F_{2,3}-7g \ ^3G_{3,4}$	
2216.813(18)	$9.90 \times 10^2$	10	0.073(18)	$4f \ ^1F_3-6d \ ^1D_2$	
2378.323(33)	$3.08 \times 10^2$	4.7	0.064(32)	$4f \ ^3F_2-6d \ ^3D_1$	
2379.112(43)	$4.18 \times 10^2$	3.9	0.089(42)	$4f \ ^3F_3-6d \ ^3D_2$	
2380.227(18)	$9.00 \times 10^2$	12	0.075(18)	$4f \ ^3F_4-6d \ ^3D_3$	
2398.228(17)	$1.05 \times 10^3$	12	0.078(17)	$5d \ ^3D_1-7p \ ^3P_0$	
2401.395(11)	$2.52 \times 10^3$	26	0.087(11)	$5d \ ^3D_2-7p \ ^3P_1$	
2402.965(18)	$7.13 \times 10^2$	10	0.076(18)	$7p \ ^3P_2-8d \ ^3D_3$	
2409.222(12)	$4.93 \times 10^3$	21	0.095(11)	$5d \ ^3D_3-7p \ ^3P_2$	
2411.599(23)	$6.19 \times 10^2$	7.8	0.067(23)	$7p \ ^3P_1-8d \ ^3D_2$	
2443.808(9)	$2.72 \times 10^4$	34	0.110(9)	$6p \ ^1P_1-6d \ ^1D_2$	
2535.015(13)	$4.67 \times 10^5$	13	0.037(4)	$4f \ ^1F_3-5g \ ^1G_4$	
2535.229(23)	$5.84 \times 10^5$	16	0.030(9)	$4f \ ^3F_4-5g \ ^3G_5$	
2535.378(25)	$4.48 \times 10^5$	12	0.029(25)	$4f \ ^3F_3-5g \ ^3G_4$	

Таблица 4.11. Продолжение таблицы.4.11

Длина волны	I	SNR	FWHM	ID	Другие измерения
2535.433(9)	$3.42 \times 10^5$	10	0.063(8)	$4f \ ^3F_2-5g \ ^3G_3$	
2569.561(7)	$2.27 \times 10^4$	43	0.112(7)	$6s \ ^1S_0-6p \ ^1P_1$	
2638.588(22)	$1.31 \times 10^4$	50	0.108(7)	$6s \ ^3S_1-6p \ ^3P_0$	
2648.417(11)	$4.05 \times 10^4$	24	0.112(10)	$6s \ ^3S_1-6p \ ^3P_1$	
2669.532(11)	$6.74 \times 10^4$	24	0.111(10)	$6s \ ^3S_1-6p \ ^3P_2$	
2684.304(24)	$9.58 \times 10^2$	9.8	0.110(23)	$5g-8h$	
2752.898(16)	$3.52 \times 10^4$	11	0.111(14)	$5d \ ^3D_3-5f \ ^3F_4$	
2755.159(12)	$2.39 \times 10^4$	16	0.113(11)	$5d \ ^3D_2-5f \ ^3F_3$	
2756.697(19)	$1.57 \times 10^4$	7.4	0.108(15)	$5d \ ^3D_1-5f \ ^3F_2$	
2880.451(40)	$2.08 \times 10^2$	5.2	0.069(39)	$5d \ ^1D_2-7p \ ^1P_1$	
2997.606(11)	$2.05 \times 10^4$	26	0.113(10)	$5d \ ^1D_2-5f \ ^1F_3$	
3111.139(19)	$1.53 \times 10^3$	10	0.090(19)	$6p \ ^3P_2-6d \ ^3D_2$	
3112.411(13)	$1.13 \times 10^4$	17	0.108(12)	$6p \ ^3P_2-6d \ ^3D_3$	
3127.224(11)	$2.19 \times 10^4$	19	0.112(10)	$5p \ ^1P_1-6s \ ^1S_0$	
3131.420(24)	$1.60 \times 10^3$	7.3	0.099(22)	$6p \ ^3P_1-6d \ ^3D_1$	
3132.258(17)	$5.90 \times 10^3$	7.9	0.106(14)	$6p \ ^3P_1-6d \ ^3D_2$	
3141.251(9)	$2.44 \times 10^3$	33	0.099(9)	$6p \ ^3P_0-6d \ ^3D_1$	
4101.440(5)	$2.26 \times 10^4$	14	0.035(4)	$5p \ ^3P_2-6s \ ^3S_1$	4101.422(20) [187]
4111.101(21)	$4.37 \times 10^4$	11	0.093(21)	$5d \ ^3D-6f \ ^3F$	
4157.864(13)	$2.40 \times 10^4$	19	0.034(4)	$5p \ ^3P_1-6s \ ^3S_1$	4157.880(20) [187]
4184.415(9)	$1.28 \times 10^4$	9.9	0.037(8)	$5p \ ^3P_0-6s \ ^3S_1$	4184.426(20) [187]
4355.791(12)	$4.28 \times 10^4$	22	0.041(4)	$5d \ ^1D_2-6f \ ^1F_3$	
5308.707(41)	$1.94 \times 10^4$	5.3	0.092(40)	$4d \ ^3D_2-6p \ ^3P_1$	
5324.845(15)	$5.68 \times 10^4$	15	0.092(15)	$4d \ ^3D_3-6p \ ^3P_2$	
5428.089(8)	$5.71 \times 10^5$	37	0.109(8)	$5p \ ^1P_1-5d \ ^1D_2$	
6057.037(9)	$7.04 \times 10^5$	30	0.114(9)	$4d \ ^3D_3-4f \ ^3F_4$	6057.031(20) [187]
6061.845(16)	$4.31 \times 10^5$	11	0.105(14)	$4d \ ^3D_2-4f \ ^3F_3$	6061.897(20) [187]
6065.060(15)	$2.89 \times 10^5$	12	0.103(14)	$4d \ ^3D_1-4f \ ^3F_2$	6065.034(20) [187]
6375.698(12)	$5.34 \times 10^5$	22	0.111(11)	$4d \ ^1D_2-4f \ ^1F_3$	6376.439(20) [187]

Некоторые линии, в особенности имеющие аномально большую ширину  $\text{FWHM} > 0.09 \text{ см}^{-1}$ , можно было наблюдать только в спектрах с низким разрешением ( $0.06 \text{ см}^{-1}$ ) при объединении 5 сканов для улучшения парамет-

ра сигнал-шум (SNR). Завышенные значения FWHM таких линий в Таблице 4.11, по-видимому, являются результатом аппроксимации данных низкого разрешения лоренцевским профилем; реальные значения FWHM могут быть ниже. К сожалению, в эксперименте с высоким разрешением эти линии обнаружить не удалось.

Следует заметить, что цинк имеет пять стабильных изотопов, три из которых хорошо распространены: 49% ( $M = 64$ ), 28% ( $M = 66$ ) и 19% ( $M = 68$ ). Изотопный сдвиги линий Zn I были измерены в работе [191]. Наблюдаемые сдвиги оказались порядка  $0.02 \text{ см}^{-1}$  для переходов  $4s-4p$ ,  $0.003-0.007 \text{ см}^{-1}$  для  $4p-4d$  и  $0.001-0.003 \text{ см}^{-1}$  для переходов  $4s-5p$ . Из общих соображений, переходы между более высокими возбужденными состояниями (с  $n = 5..8$ ) должны иметь еще меньший изотопный сдвиг.

Действительно, итоговый изотопный сдвиг уровня  $nl$  это сумма трех составляющих:  $\Delta E_{\text{norm}} + \Delta E_{\text{spec}} + \Delta E_{\text{field}}$  [49]. Нормальный сдвиг за счет эффекта массы  $\Delta E_{\text{norm}} = -\frac{m_e}{M}E$  должен уменьшаться с  $n$  как и энергия уровня  $E$ . Сдвиг за счет удельной массы  $\Delta E_{\text{spec}}$  для двух электронного уровня  $|n_0 l_0 nl\rangle$  пропорционален квадрату матричного элемента  $\langle n_0 l_0 | r | nl \rangle$ , который уменьшается с ростом  $n$  (в данном случае с атомом Zn I рассматриваются только уровни с  $n_0 = 4, l_0 = 0$ ). Наконец, сдвиг за счет поля  $\Delta E_{\text{field}} \sim |\psi(r=0)|^2$  пропорционален квадрату волновой функции электрона вблизи ядра. В соответствии формулой Ланде-Гудсмита-Ферми-Сегрэ,  $|\psi(r=0)|^2$  уменьшается с  $n$  как  $n^{-3}$ . Из всего вышеперечисленного следует, что эффектами от изотопного сдвига можно пренебречь по сравнению с точностью настоящих измерений. Стоит заметить, что изотопный сдвиг может быть важным в спектроскопии ионов Zn, используемых для лазерной генерации [192–194].

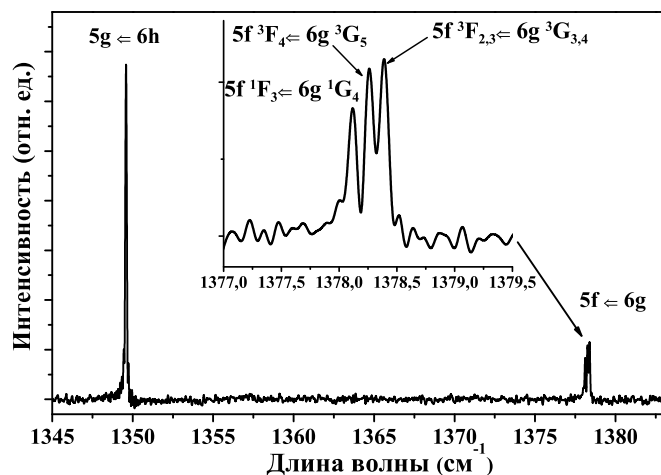
Все наблюдаемые линии идентифицированы как переходы между электронными конфигурациями  $4s nl$ , которые в дальнейшем будут обозначаться как  $nl$  для краткости.

Семь измеренных в данной работе линий (три линии  $5p\ ^3P-6s\ ^3S$  и четыре  $4d-4f$ ) ранее были измерены также в работе [187], причем значение волновых чисел из работы [187] для этих линий согласуются в пределах погрешности. Исключение составляет линия  $4d\ ^1D_2-4f\ ^1F_3$  с волновым числом  $6375.698\ \text{см}^{-1}$ , но имеющая значение длины волны в воздухе в работе [187] равное  $15680.29\ \text{Å}$  (см. Таблицу 1 и Рисунок 1 в [187]). Это значение длины волны в воздухе, как следует из дисперсионной формулы Эдлена [195] (которая и используется в работе [187]), соответствует волновому числу  $6375.691\ \text{см}^{-1}$  которое как раз близко к значению, измеренному в данном разделе и представленному в Таблице 4.11. Тем не менее, в работе [187] указано число  $6376.439\ \text{см}^{-1}$ , что несомненно является ошибкой.

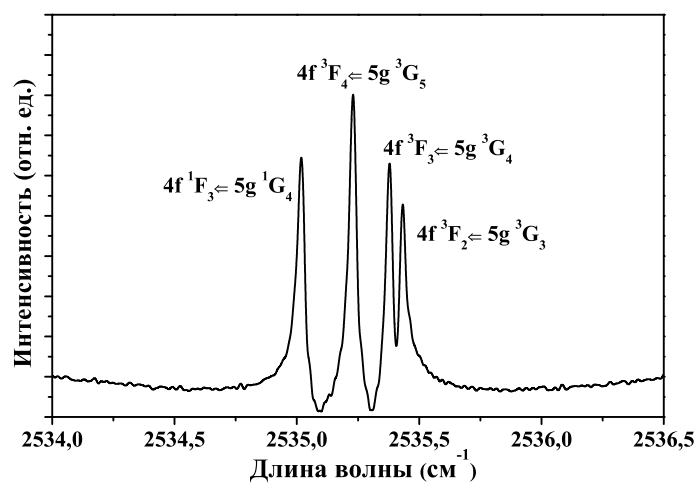
В диапазоне  $4100-7700\ \text{см}^{-1}$  в базе данных NIST ASD [102] представлены также 11 линий из 18-ти измеренных в работе [187], но с низкой точностью измерений (всего один или два знака после запятой). С учетом того, что точность измерений в данной работе выше, чем в работе [187], рекомендованными следует считать значения, полученные в данном разделе из анализа экспериментальных спектров.

Некоторые части измеренного спектра представлены на Рисунках 4.6, где показаны наиболее значимые переходы мультиплетов  $5f-6g$ ,  $4f-5g$  и  $5f-7g$ .

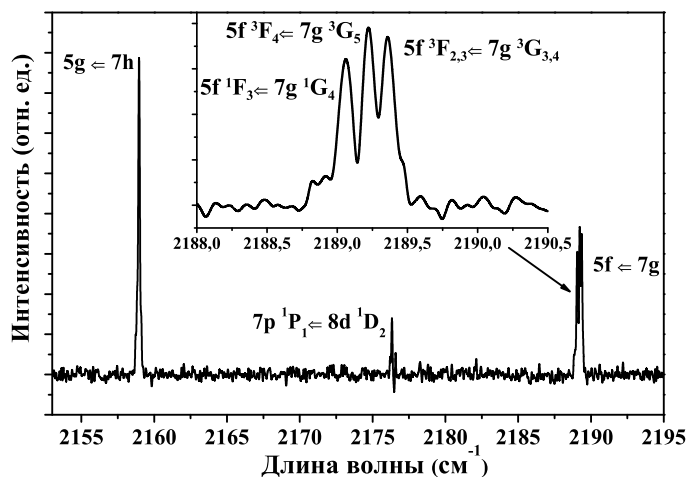




а) Расщепление линии  $5f-6g$  ( $1378\text{ см}^{-1}$ ) четко видно на вставке



б) Расщепление линии  $4f-5g$  на компоненты



в) Тонкая структура линии  $5f-7g$  ( $2189\text{ см}^{-1}$ ) хорошо различима на вставке

Рис. 4.6. Части эмиссионного спектра Zn I, полученного в эксперименте

Видно, что синглет-синглетный переход  $nf\ ^1F_3-n'g\ ^1G_4$  очень хорошо отделен от триплет-триплетного  $nf\ ^3F-n'g\ ^3G$ . Несмотря на то, что все три сильные компоненты  $nf\ ^3F_J-n'g\ ^3G_{J+1}$  мультиплета  $4f-5g$  хорошо видны на вставке б) Рисунка 4.6. Для других  $(n, n') = (5, 6)$  и  $(5, 7)$  наблюдается только по две компоненты. В связи с тем, что величина тонкого расщепления уровней уменьшается с ростом главного квантового числа  $n, n'$ , линии  $nf\ ^3F_{2,3}-n'g\ ^3G_{3,4}$  неразличимы и видны в спектрах как одна линия. Кроме того, величина тонкого расщепления также уменьшается с ростом орбитального момента  $l$ , в спектрах сложно увидеть тонкую структуру в переходах  $ng-n'h$ .

В Таблице 4.12 представлены значения энергии уровней, полученные из измеренных линий спектра. Для сравнения добавлены также значения, рассчитанные в работе [196] в приближении  $R$ -матрицы, а также значения энергий, извлеченные из измерений спектра в видимом и УФ диапазонах в работе [188]. Целью расчетов в работе [196] было получить дипольные матричные элементы, и поэтому не стоит ожидать спектроскопической точности от вычисленных там энергетических уровней. Тем не менее, для  $g$ - и  $h$  уровней их результаты хорошо согласуются с результатами данной работы. В тоже время, значения, полученные из работы [189] из измерений запрещенных УФ переходов отличаются как от расчетов [196], так и от настоящих измерений. Для уровня  $5f$  полученное в данной работе значение энергии очень близко к приведенному в базе данных NIST ASD [102].

Некоторые энергии низковозбужденных уровней  $4f, 6s, 6p, 6d, 7s$  и  $7p$  также могут быть извлечены из данных измерений. В Таблице 4.12 по возможности приведены также значения энергий из работы [188].

Погрешности полученных энергетических уровней вычислены методом, описанным в разделе 2.1.5, и получились больше, чем погрешности линий, приведенные в Таблице 4.11, так как значения энергетических уровней были

Таблица 4.12. Сравнение полученных энергетических уровней атома Zn I с другими работами

Эн. уровень	Данная работы	Другие работы		
		NIST	[196]	[188]
8h	74053.547(28)	74053.7 [189]	74054	
7h	73528.222(23)	73534.9 [189]	73528	
7g <sup>3</sup> G	73525.239(39)	73517.0 [189]	73525	
7g <sup>1</sup> G	73525.190(48)	73517.0 [189]	73525	
6h	72718.844(24)	72731.2 [189]	72720	
6g <sup>3</sup> G	72714.280(32)	72710.2 [189]	72714	
6g <sup>1</sup> G	72714.263(32)	72710.2 [189]	72714	
6f <sup>3</sup> F	72690.291(21)	72690.8 [189]	72691	
5g <sup>1</sup> G <sub>4</sub>	71369.257(23)	71373.8 [189]	71369	
5g <sup>3</sup> G <sub>4</sub>	71369.251(19)	71373.8 [189]	71369	
5g <sup>3</sup> G <sub>3</sub>	71369.249(21)	71373.8 [189]	71369	
5g <sup>3</sup> G <sub>5</sub>	71369.258(29)	71373.8 [189]	71369	
5f <sup>1</sup> F <sub>3</sub>	71336.131(21)	71336.15 [187]	71330	
5f <sup>3</sup> F <sub>4</sub>	71336.018(26)	71335.6 [189]	71330	
5f <sup>3</sup> F <sub>3</sub>	71335.889(23)	71335.6 [189]	71330	
5f <sup>3</sup> F <sub>2</sub>	71335.887(29)	71335.6 [189]	71330	
7p <sup>1</sup> P <sub>1</sub>	71218.963(43)	71219.02 [187]	71246	
6d <sup>3</sup> D <sub>3</sub>	71214.259(17)	71214.29 [187]	71195	71214.243(1)
6d <sup>3</sup> D <sub>2</sub>	71212.991(23)	71213.02 [187]	71195	71212.973(1)
6d <sup>3</sup> D <sub>1</sub>	71212.153(23)	71212.18 [187]	71195	71212.140(1)
6d <sup>1</sup> D <sub>2</sub>	71051.053(19)	71050.47 [187]	70919	
7p <sup>3</sup> P <sub>2</sub>	70992.342(23)	70992.19 [187]	71000	
7p <sup>3</sup> P <sub>1</sub>	70982.125(23)	70982.00 [187]	71000	
7p <sup>3</sup> P <sub>0</sub>	70977.418(26)	70977.17 [187]	71000	
7s <sup>1</sup> S <sub>0</sub>	70003.738(28)	70003.73 [187]	70071	70003.738(10)
7s <sup>3</sup> S <sub>1</sub>	69745.966(29)	69745.96 [187]	69820	69745.959(10)
4f <sup>1</sup> F <sub>3</sub>	68834.247(18)	68834.25 [187]	68825	
4f <sup>3</sup> F <sub>4</sub>	68834.029(19)	68834.03 [187]	68825	
4f <sup>3</sup> F <sub>3</sub>	68833.873(23)	68833.93 [187]	68825	
4f <sup>3</sup> F <sub>2</sub>	68833.817(22)	68833.79 [187]	68825	
6p <sup>1</sup> P <sub>1</sub>	68607.243(19)	68607.26 [187]		
6p <sup>3</sup> P <sub>2</sub>	68101.851(15)	68101.81 [187]	68110	
6p <sup>3</sup> P <sub>1</sub>	68080.736(16)	68080.70 [187]	68110	
6p <sup>3</sup> P <sub>0</sub>	68070.906(22)	68070.89 [187]	68110	
6s <sup>1</sup> S <sub>0</sub>	66037.679(19)	66037.68 [187]	66174	66037.667(10)
6s <sup>3</sup> S <sub>1</sub>	65432.322(12)	65432.333 [187]	65598	65432.291(10)

рассчитаны также с использованием реперных значений некоторых уровней  $4d$ ,  $4p$  и  $5d$ , также имеющих некоторую погрешность.

Рассчитанные QDT методом значения сил осцилляторов  $f$  для синглетных  $ns-n'p$  ( $n = 5, 6$ ) и триплетных  $np-n's$  ( $n = 4, 5$ ) переходов приведены в Таблице 4.13 в сравнении и  $R$ -матричными расчетами из работы [196] и измерениями радиационных времен жизни из работы [197]. Аналогичное сравнение триплетных переходов  $np-n'd$  ( $n = 4, 5$ ) представлено в Таблице 4.14.

Для некоторых переходов в литературе представлены только мультиплетные значения  $f$ , т.е. усредненные по компонентам начального и конечного мультиплета. Сравнение мультиплетных значений представлено в Таблице 4.15.

Таблицы 4.13, 4.14 и 4.15 показывают удовлетворительное согласие полученных QDT вычислений с результатами работ других авторов.

Наибольшее разногласие с  $R$ -матричными расчетами из работы [196] имеет место в случаях когда в самих этих расчетах присутствует разница между калибровкой длины (L) и скорости (V).

Таким образом, можно судить об адекватности QDT-расчетов для дипольных матричных элементов, по крайней мере для использования данных расчетов в целях классификации наблюдаемых в эксперименте переходов.

В Таблице A.6 в Приложении A представлены  $f$ - и  $A$  значения всех дипольных переходов между  $4s\ nl$  уровнями Zn I с  $l \leq 5$  и  $n \leq 8$  в диапазоне  $1300\text{--}6400\text{ см}^{-1}$ . Волновые числа Ритца,  $\nu$  и длина волны в воздухе  $\lambda$  рассчитаны с использованием обзорных таблиц из работы [186] и уровней энергии, извлеченных из экспериментально полученного спектра (см. Таблицу 4.12).

Таблица 4.13. Сравнение QDT расчетов для силы осцилляторов  $f$  атома Zn для переходов  $ns-np$  с  $R$ -матричными расчетами [196]. L и V означают калибровку длины и скорости, соответственно

Переход	f (данная работа)	f ( $R$ -matrix [196])
$4p\ ^1P_1-5s\ ^1S_0$	1.55E-1	1.55E-1(L), 0.98E-1(V)
$4p\ ^1P_1-6s\ ^1S_0$	3.89E-3	5.30E-3(L), 2.70E-3(V)
$5s\ ^1S_0-5p\ ^1P_1$	1.15	1.219(L), 1.100(V)
$5s\ ^1S_0-6p\ ^1P_1$	3.08E-2	4.330E-2(L), 3.167E-2(V)
$5s\ ^1S_0-7p\ ^1P_1$	4.25E-3	7.524E-3(L), 4.468E-3(V)
$5s\ ^1S_0-8p\ ^1P_1$	1.07E-3	2.265E-3(L), 1.096E-3(V)
$5s\ ^1S_0-9p\ ^1P_1$	3.76E-4	9.171E-4(L), 3.646E-4(V)
$5s\ ^1S_0-10p\ ^1P_1$	1.56E-4	4.478E-4(L), 1.482E-4(V)
$5s\ ^1S_0-11p\ ^1P_1$	3.39E-4	2.487E-4(L), 6.948E-5(V)
$5s\ ^1S_0-12p\ ^1P_1$	2.13E-4	1.516E-4(L), 3.630E-5(V)
$5s\ ^1S_0-13p\ ^1P_1$	1.44E-4	9.904E-5(L), 2.063E-5(V)
$6s\ ^1S_0-6p\ ^1P_1$	1.54	1.736(L), 1.644(V)
$6s\ ^1S_0-7p\ ^1P_1$	8.65E-2	8.120E-2(L), 7.035E-2(V)
$6s\ ^1S_0-8p\ ^1P_1$	2.21E-2	1.893E-2(L), 1.315E-2(V)
$6s\ ^1S_0-9p\ ^1P_1$	6.25E-3	7.271E-3(L), 4.318E-3(V)
$6s\ ^1S_0-10p\ ^1P_1$	3.01E-3	3.577E-3(L), 1.935E-3(V)
$6s\ ^1S_0-11p\ ^1P_1$	1.76E-3	2.041E-3(L), 1.046E-3(V)
$6s\ ^1S_0-12p\ ^1P_1$	1.11E-3	1.283E-3(L), 6.372E-4(V)
$6s\ ^1S_0-13p\ ^1P_1$	7.54E-4	8.648E-4(L), 4.213E-4(V)
$6s\ ^1S_0-14p\ ^1P_1$	5.37E-4	6.132E-4(L), 2.953E-4(V)
$6s\ ^1S_0-15p\ ^1P_1$	3.97E-4	4.522E-4(L), 2.163E-4(V)

Таблица 4.14. Сравнение QDT расчетов для сил осцилляторов  $f$  атома Zn для переходов  $np$ - $nd$  с другими источниками. (L и V означают калибровку длины и скорости, соответственно.)

Переход	QDT (данная работа)	Другие работы
$4p \ ^3P_0$ - $4d \ ^3D_1$	4.83E-1	4.4E-1 [197]; 4.4E-1 [102]
$4p \ ^3P_1$ - $4d \ ^3D_2$	3.59E-1	3.2E-1 [197]; 3.3E-1 [102]
$4p \ ^3P_1$ - $4d \ ^3D_1$	1.20E-1	1.1E-1 [197]; 1.1E-1 [102]
$4p \ ^3P_2$ - $4d \ ^3D_3$	3.95E-1	3.67E-1 [197]; 4.E-1 [102]
$4p \ ^3P_2$ - $4d \ ^3D_2$	7.06E-2	6.2E-1 [197]; 6.7E-2 [102]
$4p \ ^3P_2$ - $4d \ ^3D_1$	4.71E-3	4.0E-3 [197]; 4.5E-3 [102]
$4p \ ^1P_1$ - $4d \ ^1D_2$	4.89E-1	4.30E-1(L), 4.45E-1(V) [196]; 4.8E-1 [102]
$4p \ ^3P_2$ - $5d \ ^3D_3$	9.03E-2	10.E-2 [197]
$4p \ ^3P_2$ - $5d \ ^3D_2$	1.61E-2	1.8E-2 [197]
$4p \ ^3P_1$ - $5d \ ^3D_2$	8.00E-2	9.3E-2 [197]
$4p \ ^3P_2$ - $5d \ ^3D_1$	1.07E-3	1.0E-3 [197]
$4p \ ^3P_1$ - $5d \ ^3D_1$	2.67E-2	2.9E-2 [197]
$4p \ ^3P_0$ - $5d \ ^3D_1$	1.06E-1	1.1E-1 [197]
$5p \ ^3P_2$ - $5d \ ^3D_3$	2.74E-1	3.6E-1 [197]
$5p \ ^3P_2$ - $5d \ ^3D_2$	4.90E-2	7.0E-2 [197]
$5p \ ^3P_1$ - $5d \ ^3D_2$	2.42E-1	3.7E-1 [197]
$5p \ ^3P_2$ - $5d \ ^3D_1$	3.27E-3	4.0E-3 [197]
$5p \ ^3P_1$ - $5d \ ^3D_1$	8.07E-2	11.E-2 [197]
$5p \ ^3P_0$ - $5d \ ^3D_1$	3.21E-1	4.3E-1 [197]
$4p \ ^3P_2$ - $6d \ ^3D_3$	3.59E-2	4.0E-2 [197]
$4p \ ^3P_2$ - $6d \ ^3D_2$	6.41E-3	7.2E-3 [197]
$4p \ ^3P_1$ - $6d \ ^3D_2$	3.19E-2	3.7E-2 [197]
$5p \ ^3P_2$ - $6d \ ^3D_3$	8.35E-2	10.E-2 [197]
$5p \ ^3P_2$ - $6d \ ^3D_2$	1.49E-2	1.6E-2 [197]
$5p \ ^3P_1$ - $6d \ ^3D_2$	7.41E-2	9.0E-2 [197]

Таблица 4.15. Сравнение QDT расчетов для мультиплетных значений сил осцилляторов  $f$  атома Zn для триплет-триплетных переходов с  $R$ -матричными расчетами [196]. L и V означают калибровку длины и скорости, соответственно.

Переход	QDT (данная работа)	$R$ -matrix [196]
$4p\ ^3P-5s\ ^3S$	1.51E-1	1.33E-1(L), 1.53E-1(V)
$4p\ ^3P-6s\ ^3S$	2.22E-2	1.6E-2(L), 2.1E-2(V)
$4p\ ^3P-7s\ ^3S$	7.91E-3	5.7E-3(L), 6.9E-3(V)
$5p\ ^3P-6s\ ^3S$	2.87E-1	2.77E-1(L), 2.75E-1(V)
$5p\ ^3P-7s\ ^3S$	2.84E-2	2.34E-2(L), 2.44E-2(V)
$4p\ ^3P-4d\ ^3D$	2.47E-1	4.54E-1(L), 3.78E-1(V)
$4p\ ^3P-5d\ ^3D$	7.29E-2	1.18E-1(L), 0.95E-1(V)
$4p\ ^3P-6d\ ^3D$	2.93E-2	4.94E-2(L), 3.94E-1(V)
$5p\ ^3P-5d\ ^3D$	3.02E-1	3.58E-1(L), 3.35E-1(V)
$5p\ ^3P-6d\ ^3D$	9.08E-2	1.08E-1(L), 1.00E-1(V)
$4d\ ^3D-4f\ ^3F$	5.65E-1	8.89E-1(L), 8.53E-1(V)
$4d\ ^3D-5f\ ^3F$	1.88E-1	1.68E-1(L), 1.59E-1(V)
$4d\ ^3D-6f\ ^3F$	7.09E-2	6.14E-2(L), 5.77E-2(V)
$4d\ ^3D-7f\ ^3F$	3.28E-2	3.00E-2(L), 2.81E-2(V)

## 4.5. Индий In I

Базируясь на экспериментах в области охлаждения и улавливания атомов индия с использованием лазерных технологий [198], можно предложить этот атом на роль возможного кандидата для исследования постоянного электрического дипольного момента [199]. Для данной цели недавно были измерены [200] и посчитаны [201] некоторые важные спектроскопические характеристики атома индия, такие как константы сверхтонкого взаимодействия [202], вероятности одноэлектронных переходов [203] и частота штарковского сдвига. Однако, несмотря на многолетние спектроскопические исследования [204, 205], в настоящее время многие ридберговские состояния атома индия остаются неизвестными.

Подобно другим элементам третьей группы таблицы Менделеева, все электронные уровни атома In I подразделяются на две конфигурационные схемы, которые могут рассматриваться как возбуждение одного или нескольких электронов из основного состояния  $5s^25p$ . Соответственно возможны дублетные и квартетные термы. Первая схема состоит из дублетных термов  $5s^2nl \ ^2L_J$ , общие орбитальные  $L$  и угловые  $J = L \pm \frac{1}{2}$  моменты которых определяются орбитальным моментом  $l = L$  одиночно возбужденного электрона  $nl$  сверх заполненной оболочки  $5s^2$ . Для краткости обозначим такие термы как  $nl_J$ .

Вторая конфигурационная схема  $5snln'l'$  соответствует возбуждению двух электронов, один из которых идет с  $5s$  состояния. Электроны такой конфигурации возбуждают термы  $^4P$ ,  $^2S$ ,  $^2P$  и  $^2D$  в соответствии с  $LS$  схемой связи, в соответствии с которой только квадруплетный терм  $5s5p^2 \ ^4P_{1/2,3/2,5/2}$  [206] лежит ниже порога ионизации, в то время как дублетные уровни  $5s5p^2 \ ^2S_{1/2}$ ,  $5s5p^2 \ ^2P_{1/2,3/2}$  [207–209], и  $5s5pnp \ ^2P_{3/2}$  ( $n = 6, 7, 8$ ) [210] уже являются автоионизационными состояниями, лежащими выше порога.



Высоковозбужденные состояния дважды возбужденных уровней индия были изучены с использованием более сложной  $J_c K$  схемы связи  $5s5p^{S_c} {}^3P_{J_c} np$  для  $S_c = 3, J_c = 0, 1$  ( $n = 6-9$  [211],  $n = 6-26$  [212]),  $J_c = 2$  ( $n = 6-9$  для  $S_c = 3$  и  $n = 6-13$  для  $S_c = 1$ ) [212] и  $S_c = 3, J_c = 1$  ( $n = 16-31$ ) [213]. Сильное взаимодействие конфигураций из-за этих многоэлектронных возбуждений существенно влияет на другие спектральные параметры, такие как величину квантового дефекта ридберговских состояний, величину тонкого и сверхтонкого расщепления уровней, а также интенсивность переходов [209].

Энергии состояний  $5s^2nl$  с  $l \leq 3$  и  $n < 10$  для атома индия были изменены в разряде в работах [214, 215]. Высоковозбужденные ридберговские состояния  $nl$  впервые были получены из УФ спектров поглощения в печи [216] ( $ns$  ( $n = 9-29$ ),  $np_{1/2}$  ( $n = 14-23$ ),  $nd_{3/2}$  ( $n = 8-19$ ) и  $nd_{5/2}$  ( $n = 8-34$ )), а также в работе [217] ( $ns$  ( $n = 23-30$ ) и  $nd_{3/2,5/2}$  ( $n = 31-39$ )).

Некоторое время спустя, ридберговские состояния  $nl$  атома индия исследовались при помощи двухфотонной лазерной спектроскопии. Энергии высоковозбужденных уровней  $np_{3/2}$  ( $n = 11-42$ ),  $np_{1/2}$  ( $n = 11-13$ ) и  $nf_{5/2}$  ( $n = 8-31$ ) были измерены в работе [218]. Затем, работы [219-221] продолжили эти измерения с более высокой точностью с использованием импульсного лазера на красителях. В работе были измерены энергии высоковозбужденных состояний  $ns_{1/2}$  ( $n = 26-80$ ),  $nd_{3/2}$  ( $n = 25-70$ ),  $nd_{5/2}$  ( $n = 25-80$ ) [219] и  $np_{1/2,3/2}$  ( $n = 24-54$ ) [220, 221], а также тонкая структура уровней  $np$  ( $n = 17-29$  [222],  $n = 24-54$  [221]) и  $nd$  ( $n = 17-31$  [222],  $n = 25-70$  [221]). Тонкая структура ридберговских состояний  $5s^2np {}^2P_{1/2,3/2}$  ( $n = 27-35$ ) и изотопных сдвиг двуэлектронных переходов в  $^{113,115}\text{In}$  были измерены с применением вакуумного диода [223]. Самые недавние измерения порога ионизации атома  $\text{In I}$  были проведены в работе [224], где также были получены значения серий  $np_{1/2,3/2}$  ( $n = 12-60$ ) and  $nd_{3/2,5/2}$  ( $n = 15-30$ ) с использованием двухступенчатой схемы лазерного возбуждения и ионизации.

Но несмотря на все многолетние исследования, энергетический уровни атома индия с  $l > 3$  (например,  $g$ - или  $h$ -состояния) не были изучены. Переходы, включающие эти состояния, должны наблюдаться в инфракрасном диапазоне, но, в настоящей литературе, существует только две работы с измерениями в этой области: ( $\nu > 4180 \text{ см}^{-1}$ ) [214] и ( $\nu = 2559\text{--}11518 \text{ см}^{-1}$ ) [215]. Таким образом, целью данной главы является изучение линий атома индия в инфракрасном диапазоне, включающем область  $800\text{--}2500 \text{ см}^{-1}$ , где линий In I ранее не наблюдалось.

Эксперимент был подробно описан в главе 1.2.

Таблица 4.16 содержит измеренные переходы в атоме индия и их характеристики (длина волны, ширина, интенсивность), которые были извлечены из эксперимента после аппроксимации линий функцией Лоренца.

Измерения проводились в шести спектральных диапазонах:  $700\text{--}1000$ ,  $900\text{--}1300$ ,  $1200\text{--}1680$ ,  $1800\text{--}4000$ ,  $4100\text{--}5000$  и  $5000\text{--}7700 \text{ см}^{-1}$ . Относительные интенсивности линий соизмеримы только в пределах одного спектрального диапазона.

В Таблице 4.16 также приведено сравнение с исследованиями спектра индия из других работ [214, 215]. Полученные длины волн из настоящего эксперимента совпадают с измеренными ранее в пределах погрешности.

Для некоторых линий в Таблице 4.16 приводятся также значения центра масс составляющих сверхтонкой структуры. Точность измерений данных из работы [214] больше, чем  $0.02 \text{ см}^{-1}$ .

Как было сказано ранее, в существующей литературе нет данных по значениям энергетических уровней  $ng$  and  $nh$  для атома индия. Для поиска примерного положения переходов с этих уровней, как и ранее, использовалась формула Ридберга. При идентификации близлежащих линий использовались расчеты интенсивностей переходов и сил осцилляторов методом квантового дефекта. Результаты QDT-расчетов дипольных моментов и сравнение их с

Таблица 4.16. Экспериментально полученные линии индия и их идентификация. Значком

<sup>a</sup> обозначены центры масс сверхтонкой структуры линий

Длина волны (см <sup>-1</sup> )			I ([214])	SNR (arb. u.)	FWHM	ID (см <sup>-1</sup> )		
Данная работа	[215]							
815.430(8)			$1.85 \times 10^4$	6.7	0.069(31)	$6g-7h$		
840.121(29)			$1.57 \times 10^4$	2.37	0.129(104)	$6f-7g$		
1190.154(5)			$7.53 \times 10^3$	10.	0.069(18)	$8s_{\frac{1}{2}}-8p_{\frac{1}{2}}$		
1244.442(4)			$1.33 \times 10^4$	16.	0.066(12)	$8s_{\frac{1}{2}}-8p_{\frac{3}{2}}$		
1351.920(3)			$3.41 \times 10^4$	32.	0.088(9)	$5g-6h$		
1392.953(4)			$1.18 \times 10^4$	20.	0.098(11)	$5f-6g$		
2128.818(6)	2559.584 <sup>a</sup>		$1.05 \times 10^3$	10.	0.078(16)	$4f_{\frac{5}{2}}-7d_{\frac{3}{2}}$		
2154.402(8)			$1.73 \times 10^3$	9.1	0.144(24)	$4f_{\frac{7}{2}}-7d_{\frac{5}{2}}$		
2161.471(4)			$2.50 \times 10^3$	1.5	0.096(12)	$5g-7h$		
2204.538(4)			$2.77 \times 10^3$	9.2	0.123(14)	$5f-7g$		
2544.276(11)			$1.47 \times 10^3$	7.5	0.144(33)	$7d_{\frac{5}{2}}-7f_{\frac{7}{2}}$		
2559.586(8)			$1.87 \times 10^6$	9.8	0.077(12)	$7s_{\frac{1}{2}}-7p_{\frac{1}{2}} / 4f-5g$		
2559.638(1)			$1.39 \times 10^6$	15.	0.037(3)			
2569.860(6)				10.	0.070(18)	$7d_{\frac{3}{2}}-7f_{\frac{5}{2}}$		
2671.005(1)			2671.047 <sup>a</sup>		$4.43 \times 10^5$	9.7	0.057(3)	$7s_{\frac{1}{2}}-7p_{\frac{3}{2}}$
2671.090(2)				$2.70 \times 10^5$	8.6	0.038(7)		
2778.576(5)				$1.57 \times 10^3$	15.	0.104(15)	$6d_{\frac{3}{2}}-8p_{\frac{1}{2}}$	
2783.016(10)				10.	$2.29 \times 10^3$	0.191(32)	$6d_{\frac{5}{2}}-8p_{\frac{3}{2}}$	
2863.525(3)			2863.510		$4.45 \times 10^3$	20.	0.120(10)	$7p_{\frac{3}{2}}-7d_{\frac{3}{2}}$
2889.066(2)			2889.067		$4.26 \times 10^4$	22.	0.160(5)	$7p_{\frac{3}{2}}-7d_{\frac{5}{2}}$
2974.996(2)			2974.995		$2.14 \times 10^4$	25.	0.137(6)	$7p_{\frac{1}{2}}-7d_{\frac{3}{2}}$
3121.804(6)	3121.817		$3.53 \times 10^4$	4.9	0.260(22)	$6d_{\frac{5}{2}}-5f_{\frac{7}{2}}$		
3171.694(3)	3171.705		$2.39 \times 10^4$	16.	0.123(8)	$6d_{\frac{3}{2}}-5f_{\frac{5}{2}}$		
4186.610(5)	4186.614 <sup>a</sup>	4186.62	$5.04 \times 10^5$	5.8	0.186(16)	$6p_{\frac{3}{2}}-7s_{\frac{1}{2}}$		
4363.021(6)	4363.016		$4.32 \times 10^4$	6.9	0.103(20)	$7p_{\frac{3}{2}}-8d_{\frac{3}{2}}$		
4382.191(3)	4382.197		$4.57 \times 10^5$	12.	0.137(8)	$7p_{\frac{3}{2}}-8d_{\frac{5}{2}}$		
4474.490(4)	4474.496		$2.03 \times 10^5$	17.	0.124(11)	$7p_{\frac{1}{2}}-8d_{\frac{3}{2}}$		
4484.795(5)	4484.882 <sup>a</sup>	4484.88	$2.94 \times 10^5$	3.3	0.113(18)	$6p_{\frac{1}{2}}-7s_{\frac{1}{2}}$		
4484.938(7)			$3.61 \times 10^5$	3.6	0.130(29)			
4486.227(9)	4486.221		$4.45 \times 10^5$	3.1	0.241(35)	$6d_{\frac{5}{2}}-6f_{\frac{7}{2}}$		
4536.097(3)	4536.095		$3.18 \times 10^5$	20.	0.124(8)	$6d_{\frac{3}{2}}-6f_{\frac{5}{2}}$		
4717.207(5)			$1.86 \times 10^5$	8.7	0.157(17)	$4f-7g$		
6792.022(4)	6792.083	6792.05	$2.13 \times 10^6$	19.	0.227(12)	$5d_{\frac{5}{2}}-4f_{\frac{7}{2}}$		
6815.400(6)	6815.389	6815.39	$1.56 \times 10^6$	30.	0.136(8)	$5d_{\frac{3}{2}}-4f_{\frac{5}{2}}$		

другими источниками представлены в Приложении А в Таблице А.7. Для большинства рассчитанных значений наблюдается удовлетворительное согласие с экспериментальными [217, 225] и релятивистскими расчетами по многочастичной теории возмущений [226].

Для некоторых переходов правда существуют расхождения с данными других работ. Но не всегда это признак неправильных QDT расчетов. Так, например, в работе [226] сообщается о самой сильной линии  $\frac{5}{2}-\frac{5}{2}$  в мультиплете  $4f-8d$ , что скорее всего опечатка, так как в соответствии с общими правилами атомной физики этот переход в мультиплете должен быть самым слабым. Сами по себе QDT расчеты используются для анализа полученных экспериментальных данных и относительной интенсивности линий, поэтому данной точности вполне хватает для этой задачи.

Небольшие трудности возникли при идентификации пары линий 2559.586 и 2559.638  $\text{см}^{-1}$ . В соответствии с формулой Ридберга и QDT расчетами сил линий, дублет  $4f_{\frac{5}{2}}-5g_{\frac{7}{2}}$  и  $4f_{\frac{7}{2}}-5g_{\frac{9}{2}}$  должен быть самым сильным в области 2560  $\text{см}^{-1}$ . С другой стороны, наблюдаемый дублет в этом же месте спектра может относиться к сверхтонкому расщеплению линии  $7s_{\frac{1}{2}}-7p_{\frac{1}{2}}$ , центр масс которой лежит на 2559.584  $\text{см}^{-1}$  [215]. В настоящем эксперименте возможно различить лишь два пика тонкой структуры этой линии. В экспериментальном спектре линия  $7s_{\frac{1}{2}}-7p_{\frac{1}{2}}$  примерно в 4,5 раза интенсивнее, чем линия  $7s_{\frac{1}{2}}-7p_{\frac{3}{2}}$  ( см. Рисунок 4.7). Однако, в соответствии с общим формализмом интенсивность перехода  $7s_{\frac{1}{2}}-7p_{\frac{3}{2}}$  должна быть в два раза сильнее.

В Таблице 4.17 представлены значения энергий уровней, вовлеченных в наблюдаемые в эксперименте переходы. Энергии  $ng$ -уровней ( $n = 5, 6, 7$ ) и  $nh$ -уровней ( $n = 6, 7$ ) до настоящего времени не были изменены, и в данной работе приводятся впервые. К сожалению, точность эксперимента не позволяет различить тонкую структуру  $f$ -состояний. В пределах погрешности, энергии уровней  $nf_{\frac{5}{2}}$  и  $nf_{\frac{7}{2}}$  ( $n = 5, 6, 7$ ) совпадают, хотя по линиями перехода

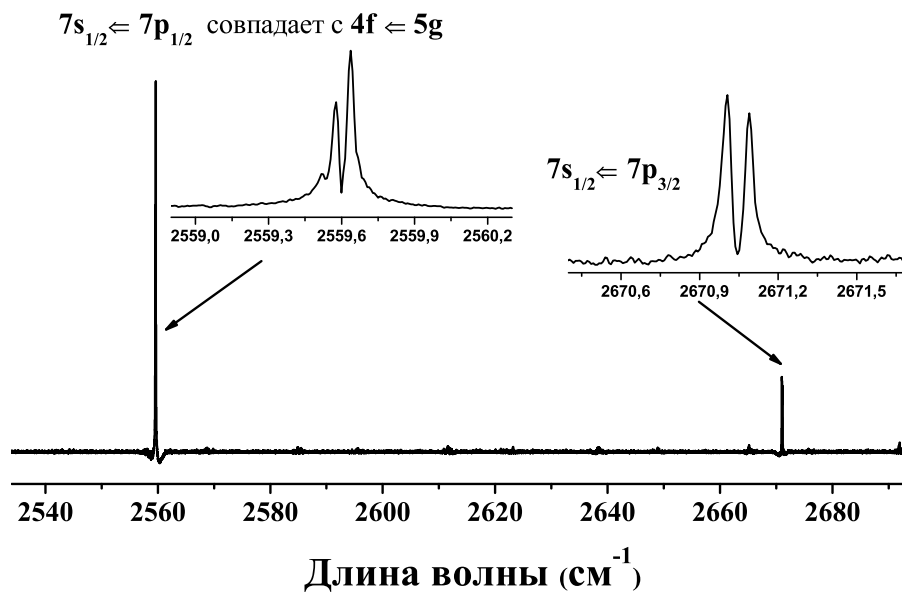


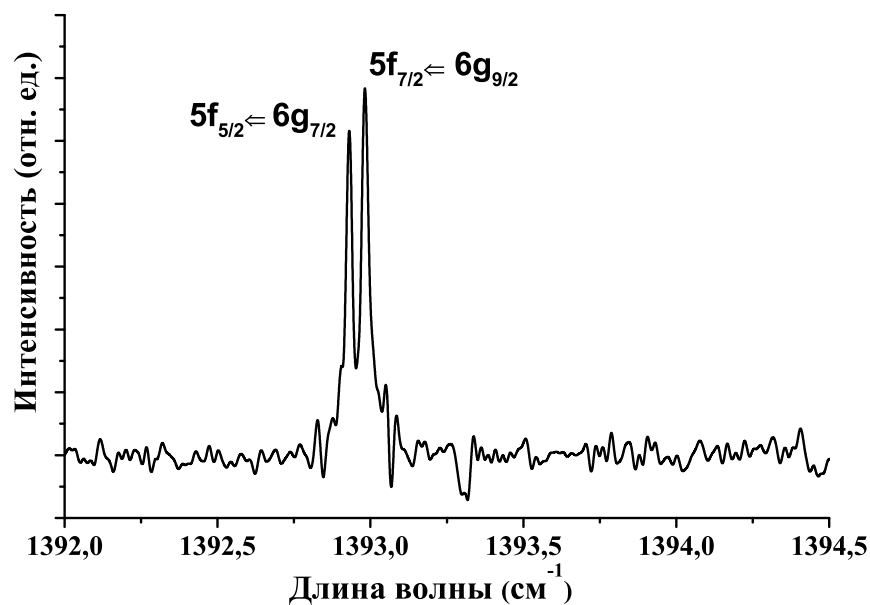
Рис. 4.7. Часть спектра лазерной плазмы индия. Дублет  $7s-7p$  с показанной на вставках к рисунку тонкой структурой. Предположительно линии сверхтонкой структуры перехода  $7s_{\frac{1}{2}}-7p_{\frac{1}{2}}$  совпадают с тонкой структурой перехода  $4f-5g$

$5f-6g$  тонкая структура наблюдается достаточно хорошо (см. Рисунок 4.8). Заметим, что полученные значения энергий  $E_{nf_{\frac{5}{2}}}$  и  $E_{nf_{\frac{7}{2}}}$ , приведенные в Таблице 4.17, хорошо согласуются в пределах погрешностей с соответствующими значениями из работ [214, 215].

Таким образом, в исследованиях атома индия был изучен диапазон от 800 до 2500  $\text{см}^{-1}$  и представлены значения переходов и интенсивностей 34х эмиссионных линий атома индия, 17 из которых наблюдались экспериментально впервые. Благодаря этому исследованию удалось обновить значения 12 энергетических уровней атома индия, 5 их которых (уровни  $ng$  ( $n = 5, 6, 7$ ) и  $nh$  ( $n = 6, 7$ )) были ранее неизвестны в литературе.

Таблица 4.17. Полученные из эксперимента значения уровней атома индия In I

Эн. уровень	Данная работа	Другие работы
$7h$	44428.653(22)	
$7g$	44424.807(21)	
$7f$	44406.254(23)	44406.31(2) [214], 44406.23 [215]
$6h$	43619.102(22)	
$6g$	43613.223(21)	
$6f_{\frac{7}{2}}$	43584.691(22)	43584.66(2) [214], 43584.681 [215]
$6f_{\frac{5}{2}}$	43584.673(20)	43584.66(2) [214], 43584.681 [215]
$5g$	42267.182(22)	
$5f_{\frac{7}{2}}$	42220.268(21)	42220.25(2) [214], 42220.281 [215]
$5f_{\frac{5}{2}}$	42220.270(20)	42220.25(2) [214], 42220.281 [215]
$4f_{\frac{7}{2}}$	39707.601(20)	39707.59(2) [214], 39707.622 [215]
$4f_{\frac{5}{2}}$	39707.630(20)	39707.59(2) [214], 39707.161 [215]

Рис. 4.8. Часть спектра лазерной плазмы индия. Впервые наблюдаемые мультиплетные линии  $5f_{\frac{5}{2}}-6g_{\frac{7}{2}}$  и  $5f_{\frac{7}{2}}-6g_{\frac{9}{2}}$

## 4.6. Выводы к четвертой главе

Во четвертой главе были описаны подробные результаты исследования ИК-спектров в щелочноземельных металлах Ca I, Mg I, Sr I, а также Zn I и In I.

В результате анализа спектров лазерной плазмы методом времязрешенной фурье-спектроскопии получены спектральные характеристики 28 новых лабораторных линий атома Ca I (Таблица 4.1), 3 новые линии Mg I (Таблица 4.4), 19 линий Sr I (Таблица 4.6), 47 линий Zn I (Таблица 4.11), 15 линий In I (Таблица 4.16). С использованием полученных значений переходов было обновлены значения энергий для состояний с высоким орбитальным моментом. Были получены 8 уровней Ca (Таблица 4.3), 2 Mg (Таблица 4.5), 10 Sr (Таблица 4.7) и 5 уровней In (Таблица 4.17), которые не были опубликованы ранее в существующих литературных источниках. Измеренные длины волн линий Ca и Mg сравнивались со значениями, наблюдаемыми в спектре Солнца.

Все полученные линии были идентифицированы с использованием относительных сил линий, которые выражаются через дипольные матричные элементы переходов, вычисленные с помощью метода квантового дефекта QDT. При вычислении сил осцилляторов и сил линий, использовалась формула 2.18, где для каждого конкретного атома подробно учитывались особенности его структуры, а также схема связи моментов. Все наблюдаемые в эксперименте переходы в рассматриваемых атомах имели LS схему связи, что существенно облегчило расчеты.

Сравнение рассчитанных сил осцилляторов и вероятностей соответствующих переходов с имеющимися в литературе данными было приведено в Таблице 4.2 для Ca, в Таблице A.4 для Mg, в Таблицах 4.8, 4.9 и 4.10 для Sr и в Таблицах 4.13, 4.14 и 4.15 для Zn. Сравнение показывает удовлетвори-

тельную точность проведённых QDT-расчётов. В Приложении A приводятся таблицы дипольных матричных элементов (сил осцилляторов и вероятностей переходов) для Ca (Таблица A.3), Mg (Таблица A.4), Sr (Таблица A.5), Zn (Таблица A.6) и In (Таблица A.7) для большого списка ИК-переходов, в т.ч. с участием уровней, впервые полученных в данной главе.

Результаты, приведенные в четвертой главе, опубликованы в статьях [12–15].



## Заключение

В данной работе проведён анализ времяразрешённых спектров плазмы, полученной в результате абляции поверхностей металлов и их соединений с помощью импульсного ArF-лазера с длиной волны 193 нм в вакууме.

В работе проанализированы экспериментальные инфракрасные (ИК) спектры щелочных (литий, натрий, рубидий) щёлочноземельных металлов (магний, кальций, стронций), а также цинка и индия в результате лазерной абляции поверхностей их соединений: LiF, LiI, NaI, NaCl, RbCl, CaF<sub>2</sub>, MgF<sub>2</sub>, MgCl<sub>2</sub>, SrF<sub>2</sub>, ZnS) в вакууме в диапазонах 800–1000, 1000–1200, 1200–1600, 1800–3600, 4100–5000 и 5200–7500 см<sup>-1</sup> с разрешением 0.02 см<sup>-1</sup>.

Получены характеристики 4 новых линий атома Li I, 18 линий Na I, 21 линии Rb I, 28 линий Ca I, 3 линий Mg I, 19 линий Sr I, 47 линий Zn I и 15 линий In I, не измеренные ранее лабораторно. Измеренные длины волн линий Na, Ca и Mg согласуются со значениями, наблюдаемыми в спектре Солнца в т.н. атмосферном химическом эксперименте (ACE).

Из наблюдаемых линий получены обновлённые значения энергий более чем 200 атомных уровней (с погрешностью 0.01–0.03 см<sup>-1</sup>, из которых 3 уровня Li, 3 Na, 4 Rb, 8 Ca, 2 Mg, 10 Sr и 5 уровней In не были известны ранее.

Классификация линий проводилась с использованием относительных сил линий, которые выражаются через дипольные матричные элементы переходов; они вычислялись с помощью метода квантового дефекта (QDT). Приводятся результаты расчетов для сил осцилляторов и вероятностей переходов между состояниями атомов исследуемых металлов. Важную роль в классификации наблюдаемых линий играют *f*-, *g*- и *h*-состояния, в т.ч. впервые обнаруженные в данной работе. Для всех рассмотренных элементов наиболее интенсивные линии в диапазонах 800–1000 см<sup>-1</sup> и 1200–1600 см<sup>-1</sup> вызваны переходами *6g*–*7h* и *5g*–*6h*, соответственно.

Результаты работы опубликованы в семи статьях [9–15] в реферируемых журналах, а также доложены на 3 международных конференциях.

В заключении выражаю глубокую благодарность доц. В. Е. Чернову за руководство работой, А. К. Курносову за научное руководство мной во время аспирантуры, И. В. Кочетову, Н. А. Дятко и А. П. Напартовичу за заботу и внимание, проявленные ко мне на этапе подготовки данной работы. Выражаю также глубокую признательность и искреннюю благодарность сотрудникам лаборатории в Чешской Академии наук под руководством профессора С.Цивиша за постановку задачи и качественное проведение экспериментальной части работы.

## Литература

1. Babankova D., Civis S., Juha L. Chemical consequences of laser-induced breakdown in molecular gases // [Prog. Quantum Electron.](#) 2006. Vol. 30, no 2-3. P. 75–88.
2. Lyubchik Y., Jones H. R. A., Pavlenko Y. V. et al. Atomic lines in infrared spectra for ultracool dwarfs // [Astron. Astrophys.](#) 2004. Vol. 416, no. 2. P. 655–659.
3. Ryde N. Stellar spectroscopy in the infrared at high spectral resolution // [Phys. Scr.](#) 2009. Vol. T134. P. 014001. 9th International Conference on Atomic Spectroscopy and Oscillator Strengths for Astrophysical and Laboratory Plasma, Lund, Sweden, Aug. 07–10, 2007.
4. Lobel A. Oscillator strength measurements of atomic absorption lines from stellar spectra // [Can. J. Phys.](#) 2011. Vol. 89, no. 4. P. 395–402. Special Issue on the 10th International Colloquium on Atomic Spectra and Oscillator Strengths for Astrophysical and Laboratory Plasmas.
5. Aragon C., Aguilera J. A. Characterization of laser induced plasmas by optical emission spectroscopy: A review of experiments and methods // [Spectrochim. Acta, Part B.](#) 2008. Vol. 63, no. 9. P. 893–916.
6. Manrique J., Aguilera J., Aragón C. Determination of transition probabilities by laser-induced breakdown spectroscopy with curve-of-growth measurements // [J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer.](#) 2011. Vol. 112, no. 1. P. 85–91.
7. Johnson W. R., Safronova U. I., Derevianko A., Safronova M. S. Relativis-

- tic many-body calculation of energies, lifetimes, hyperfine constants, and polarizabilities in  ${}^7\text{Li}$  // [Phys. Rev. A](#). 2008. Vol. 77. P. 022510.
8. Seaton M. J. Quantum defect theory // [Rep. Prog. Phys.](#) 1983. Vol. 46, no. 2. P. 167–257.
  9. Civiš S., Ferus M., Zanozina E. M. et al. Na I spectra in the 1.4–14 micron range: transitions and oscillator strengths involving f-, g-, and h-states // [Astron. Astrophys.](#) 2012. Vol. 542. A35. P. 1–10.
  10. Civiš, S., Zanozina, E. M., Kubelík, P. et al. Li I spectra in the 4.65–8.33 micron range: high- $L$  states and oscillator strengths // [Astron. Astrophys.](#) 2012. Vol. 545. A61. P. 1–10.
  11. Civiš S., Ferus M., Zanozina E. M. et al. Fourier transform infrared emission spectra of atomic rubidium: g- and h-states // [J. Phys. B](#). 2012. Vol. 45, no. 17. 175002. P. 1–6.
  12. Civiš S., Ferus M., Zanozina E. M., Chernov V. E. Infrared transitions and oscillator strengths of Ca and Mg // [Astron. Astrophys.](#) 2013. Vol. 554. A24. P. 1–6.
  13. Civiš S., Ferus M., Zanozina E. M. et al. Time-resolved Fourier transform infrared spectra of Sr: h-, g-levels and oscillator strengths // [J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer](#). 2013. Vol. 129. P. 324–332.
  14. Civiš S., Ferus M., Zanozina E. M. et al. Zn I spectra in the 1300-6500  $\text{cm}^{-1}$  range // [J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer](#). 2014. Vol. 134. P. 64–73.
  15. Civiš S., Zanozina E. M., Ferus M. et al. Laser ablation of an indium target: time-resolved Fourier-transform infrared spectra of In I in the 700-7700  $\text{cm}^{-1}$  range // [J. Anal. At. Spectrom.](#) 2014. Vol. 29. P. 2275–2283.

16. Civiš S., Matulková I., Cihelka J. et al. Time-resolved Fourier-transform infrared emission spectroscopy of Au in the 1800–4000-cm<sup>-1</sup> region: Rydberg transitions // [Phys. Rev. A](#). 2010. Vol. 81, no. 1. P. 012510.
17. Civiš S., Matulková I., Cihelka J. et al. Time-resolved Fourier-transform infrared emission spectroscopy of Ag in the (1300–3600)-cm<sup>-1</sup> region: Transitions involving *f* and *g* states and oscillator strengths // [Phys. Rev. A](#). 2010. Vol. 82, no. 2. P. 022502.
18. Kawaguchi K., Baskakov O., Hosaki Y. et al. Time-resolved Fourier transform spectroscopy of pulsed discharge products // [Chem. Phys. Lett.](#) Vol. 369, no. 3-4. P. 293–298.
19. Cremers D. A., Radziemski L. J. History and fundamentals of LIBS // [Laser-induced breakdown spectroscopy \(LIBS\): fundamentals and applications](#) / edited by Miziolek, A. W. and Palleschi, V. and Schechter, I. The Pitt building, Trumpington st, Cambridge cb2 1rp, Cambs, England: CAMBRIDGE UNIV PRESS, 2006. P. 1–39.
20. Bell R. [Introductory Fourier Transform Spectroscopy](#). New York: Academic Press, 1963.
21. Kerber F., Nave G., Sansonetti C. J., Bristow P. From laboratory to the sky: Th–Ar wavelength standards for the cryogenic infrared echelle spectrograph (CRIRES) // [Phys. Scr.](#) 2009. Vol. T134. P. 014007.
22. Houck J. R., Roellig T. L., van Cleve J. et al. The Infrared Spectrograph (IRS) on the Spitzer Space Telescope // [Astrophys. J., Suppl. Ser.](#) 2004. Vol. 154, no. 1. P. 18–24.
23. Murakami H., Baba H., Barthel P. et al. The Infrared Astronomical Mission AKARI // [Publ. Astron. Soc. Jpn.](#) 2007. Vol. 59. P. S369–S376. [0708.1796](#).

24. Gehrz R., Becklin E., de Pater I. et al. A new window on the cosmos: The Stratospheric Observatory for Infrared Astronomy (SOFIA) // [Adv. Space Res.](#) 2009. Vol. 44, no. 4. P. 413–432.
25. Richter M. J., Ennico K. A., McKelvey M. E., Seifahrt A. Status of the Echelon-cross-Echelle Spectrograph for SOFIA // [Proc. SPIE.](#) 2010. Vol. 7735, no. 1. P. 77356Q.
26. Goicoechea J. R., Nakagawa T., on behalf of the SAFARI/SPICA teams. SPICA: the next generation Infrared Space Telescope // Conditions and impact of star formation: New results with Herschel and beyond (The 5th Zermatt ISM Symposium). EDP Sciences, 2011.
27. Gardner J., Mather J., Clampin M. et al. The James Webb Space Telescope // [Space Science Reviews.](#) 2006. Vol. 123, no 4. P. 485–606.
28. Wallace L., Livingston W., Hinkle K., Bernath P. Infrared Spectral Atlases of the Sun from NOAO // [Astrophys. J., Suppl. Ser.](#) 1996. Vol. 106. P. 165–+.
29. Goldman A., Blatherwick R. D., Murcray F. J., Murcray D. G. University of Denver infrared spectral atlases // [Appl. Opt.](#) 1996. Vol. 35. P. 2821–2827.
30. Farmer C. B., Norton R. H., Geller M. A high-resolution atlas of the infrared spectrum of the Sun and Earth atmosphere from space: a compilation of ATMOS spectra of the region from 650 to 4800  $\text{cm}^{-1}$  (2.3 to 16  $\mu\text{m}$ ) // NASA Reference Publication. 1989. Vol. 1224.
31. Hase F., Wallace L., McLeod S. D. et al. The ACE-FTS atlas of the infrared solar spectrum // [J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer.](#) 2010. Vol. 111, no. 4. P. 521 – 528.

32. Ryde N. Prospects of stellar abundance studies from near-IR spectra observed with the E-ELT // [Astron. Nachr.](#) 2010. Vol. 331, no. 4. P. 433–448.
33. Wahlgren G. M. Atomic data for stellar astrophysics: from the UV to the IR // [Can. J. Phys.](#) 2011. Vol. 89, no. 4. P. 345–356. Special Issue on the 10th International Colloquium on Atomic Spectra and Oscillator Strengths for Astrophysical and Laboratory Plasmas.
34. Masutani K. Time-resolved Mid-infrared Spectrometry Using an Asynchronous Fourier Transform Infrared Spectrometer // Ed. by J. Chalmers, P. Griffiths. 1 edition. Wiley, 2002. — 3. Vol. 1. P. 655–665. ISBN: [9780471988472](#).
35. Rödiger C., Siebert F. Fast Time-resolved Mid-infrared Spectroscopy Using an Interferometer // Ed. by J. Chalmers, P. Griffiths. 1 edition. Wiley, 2002. — 3. Vol. 1. P. 625—640. ISBN: [9780471988472](#).
36. Kawaguchi K., Hama Y., Nishida S. Time-resolved Fourier transform infrared spectroscopy: Application to pulsed discharges // [J. Mol. Spectrosc.](#) 2005. Vol. 232, no. 1. P. 1–13.
37. Civiš S., Kubát P., Nishida S., Kawaguchi K. Time-resolved Fourier transform infrared emission spectroscopy of  $\text{H}_3^+$  molecular ion // [Chem. Phys. Lett.](#) 2006. Vol. 418, no. 4-6. P. 448–453.
38. Durré G., Guelachvili G.  $\text{N}_2$  (B–A) Time-Resolved Fourier Transform Emission Spectra from a Pulsed Microwave Discharge // [J. Mol. Spectrosc.](#) 1994. Vol. 168, no 1. P. 82–91.
39. Connes J., Delouis H., Connes P. et al. Spectroscopie de Fourier avec transformation d'un million de points // [Nouvelle Revue d'Optique Appliquée.](#) 1970. Vol. 1, no. 1. P. 3.

40. Mantz A. W. Infrared Multiplexed Studies of Transient Species // *Appl. Spectrosc.* 1976. Vol. 30, no 4. P. 459–461.
41. Berg P. A., Sloan J. J. Compact standalone data acquisition system for submicrosecond time-resolved Fourier transform spectroscopy // *Rev. Sci. Instrum.* 1993. Vol. 64, no 9. P. 2508–2514.
42. Nakanaga T., Ito F., Takeo H. Time-resolved high-resolution FTIR absorption spectroscopy in a pulsed discharge // *Chem. Phys. Lett.* 1993. Vol. 206, no 1-4. P. 73 – 76.
43. Kawaguchi K., Sanechika N., Nishimura Y. et al. Time-resolved Fourier transform infrared emission spectroscopy of laser ablation products // *Chem. Phys. Lett.* 2008. Vol. 463, no. 1–3. P. 38–41.
44. Rossa M., Rinaldi C. A., Ferrero J. C. Internal state populations and velocity distributions of monatomic species ejected after the 1064 nm laser irradiation of barium // *J. Appl. Phys.* 2009. Vol. 105, no. 6. P. 063306.
45. Pakhal H., Lucht R., Laurendeau N. Spectral measurements of incipient plasma temperature and electron number density during laser ablation of aluminum in air // *Appl. Phys., B.* 2008. Vol. 90, no 1. P. 15–27.
46. Hafeez S., Shaikh N., Rashid B., Baig M. A. Plasma properties of laser-ablated strontium target // *J. Appl. Phys.* 2008. Vol. 103, no. 8. P. 083117–083117–8.
47. Ochkin V. N. *Spectroscopy of Low Temperature Plasma.* Weinheim: John Wiley & Sons, 2009.
48. Wolfram Research, Inc. Champaign, Illinois, 8.0 edition, 2010. URL: <http://www.wolfram.com/mathematica/>.



49. Соболевман И. И. Введение в теорию атомных спектров. Москва: Физматгиз, 1963. 641 с.
50. Qi H., Sun Y., Liu X. et al. Spatial spectroscopic diagnose of the plasma produced from laser ablation of a KTA crystal // [Laser Phys. Lett.](#) 2007. Vol. 4, no. 3. P. 212–217.
51. Giacomo A. D., Shakhatov V., Pascale O. D. Optical emission spectroscopy and modeling of plasma produced by laser ablation of titanium oxides // [Spectrochimica Acta Part B: Atomic Spectroscopy](#). 2001. Vol. 56, no. 6. P. 753–776. 1st International Conference on Laser-Induced Plasma Spectroscopy and Applications (LIBS 2000), Tirrenia, Italy, Oct. 08-12, 2000.
52. Guelachvili G., Rao K. N. Handbook of Infrared Standards, with spectral maps and transition assignments between 3 and 2600  $\mu$ . Orlando Florida 32887: Academic Press, 1986. ISBN: [0123053609](#).
53. Brault J. High precision fourier transform spectrometry: The critical role of phase corrections. // [Microchimica Acta](#). 1987. Vol. 93, no. 1-6. P. 215–227.
54. Pickering J. C., Zilio V. New accurate data for the spectrum of neutral silver // [Eur. Phys. J. D](#). 2001. Vol. 13, no. 2. P. 181–185.
55. Chernov V. E., Dorofeev D. L., Kretinin I. Y., Zon B. A. Method of the reduced-added Green function in the calculation of atomic polarizabilities // [Phys. Rev. A](#). 2005. Vol. 71, no. 2. P. 022505.
56. Слейтер Л. Д. Вырожденные гипергеометрические функции. Серия "Библиотека математических таблиц". Москва: Изд-е Вычислительного центра АН СССР, 1966. 249 с.

57. Bateman H., Erdélyi A. Higher Transcendental Functions. McGraw-Hill, 1953.
58. Берсукер И. Б. К учету влияния остова на переходы оптических электронов // *Опт. и спектр.* 1957. Т. 3, № 2. С. 97–103.
59. Hameed S., Herzenberg A., James M. G. Core polarization corrections to oscillator strengths in the alkali atoms // *J. Phys. B.* 1968. Vol. 1, no. 5. P. 822–830.
60. Hameed S. Difficulties of the Independent-Particle Model in the Description of Energetic Transitions in Atoms // *Phys. Rev.* 1969. Vol. 179. P. 16–19.
61. Бейгман И. Л., Вайнштейн Л. А., Шевелько В. П. Влияние поляризации атомного остатка на силы осцилляторов и сечения фотоионизации атомов щелочных элементов // *Опт. и спектр.* 1970. Т. 28, № 3. С. 425–430.
62. Lambert D. L. Quantitative stellar spectroscopy with large optical telescopes // *Phys. Scr.* 1993. Vol. T47. P. 186–198. 4th International Colloquium on Atomic Spectra and Oscillator Strengths for Astrophysical and Laboratory Plasmas, NIST, Gaithersburg, MD, Sep. 14–17, 1992.
63. Carlsson M., Rutten R. J., Bruls J. H. M. J., Shchukina N. G. The non-LTE formation of Li I lines in cool stars // *Astron. Astrophys.* 1994. Vol. 288. P. 860–882.
64. Iocco F., Mangano G., Miele G. et al. Primordial nucleosynthesis: From precision cosmology to fundamental physics // *Phys. Rep.* 2009. Vol. 472, no. 1-6. P. 1–76.
65. Meléndez J., Ramírez I., Casagrande L. et al. The solar, exoplanet and cos-

- mological lithium problems // [Astrophys. Space. Sci.](#) 2010. Vol. 328, no. 1-2. P. 193–200.
66. Prantzos N. Production and evolution of Li, Be, and B isotopes in the Galaxy // [Astron. Astrophys.](#) 2012. Vol. 542. P. A67.
67. Sbordone L., Bonifacio P., Caffau E. et al. The metal-poor end of the Spite plateau I. Stellar parameters, metallicities, and lithium abundances // [Astron. Astrophys.](#) 2010. Vol. 522. 22 p.
68. Monaco L., Bonifacio P., Sbordone L. et al. The lithium content of omega Centauri New clues to the cosmological Li problem from old stars in external galaxies // [Astron. Astrophys.](#) 2010. Vol. 519. 7 p.
69. Spite F., Spite M. Abundance of lithium in unevolved halo stars and old disk stars - Interpretation and consequences // [Astron. Astrophys.](#) 1982. Vol. 115, no. 2. P. 357–366.
70. Spite M., Spite F. Lithium abundance at the formation of the Galaxy // [Nature.](#) 1982. Vol. 297, no. 5866. P. 483–485.
71. Pace, G., Castro, M., Meléndez, J. et al. Lithium in M 67: From the main sequence to the red giant branch // [Astron. Astrophys.](#) 2012. Vol. 541. P. A150.
72. Bouvier J. Lithium depletion and the rotational history of exoplanet host stars // [Astron. Astrophys.](#) 2008. Vol. 489, no. 3. P. L53–L56.
73. Israelian G., Mena E. D., Santos N. C. et al. Enhanced lithium depletion in Sun-like stars with orbiting planets // [Nature.](#) 2009. Vol. 462, no. 7270. P. 189–191.

74. Eggenberger P., Haemmerle L., Meynet G., Maeder A. Impact of rotation and disc lifetime on pre-main sequence lithium depletion of solar-type stars // [Astron. Astrophys.](#) 2012. Vol. 539. 7 p.
75. Canto Martins B. L., Lèbre A., Palacios A. et al. Lithium abundances and extra mixing processes in evolved stars of M 67 // [Astron. Astrophys.](#) 2011. Vol. 527. 12 p.
76. Nissen P. E., Schuster W. J. Two distinct halo populations in the solar neighborhood. IV. Lithium abundances // [Astron. Astrophys.](#) 2012.
77. Yee J. C., Jensen E. L. N. A Test of Pre-Main-Sequence Lithium Depletion Models // [Astrophys. J.](#) 2010. Vol. 711, no. 1. P. 303–311.
78. Alcalá J. M., Biazzo K., Covino E. et al. IRAS 12556-7731: a "chamaeleonic" lithium-rich M-giant // [Astron. Astrophys.](#) 2011. Vol. 531. 5 p.
79. Koch A., Lind K., Rich R. M. Discovery of a super-Li-rich turn-off star in the metal poor globular cluster NGC 6397 // [Astrophys. J., Lett.](#) 2011. Vol. 738, no. 2.
80. Monaco L., Villanova S., Bonifacio P. et al. Lithium and sodium in the globular cluster M 4 Detection of a Li-rich dwarf star: preservation or pollution? // [Astron. Astrophys.](#) 2012. Vol. 539. P. A157.
81. Lyubchik Y., Jones H. R. A., Pavlenko Y. V. et al. Spectral analysis of high resolution near-infrared spectra of ultra cool dwarfs // [Astron. Astrophys.](#) 2007. Vol. 473, no. 1. P. 257–264.
82. Merchant A. E. Abundance of lithium in early M-type stars // [Astrophys. J.](#) 1967. Vol. 147, no. 2. P. 587–608.

83. Bonifacio P., Molaro P. Detection of the Li I  $\lambda 6104$  Transition in the Population II star HD 140283 // *Astrophys. J., Lett.* 1998. Vol. 500, no. 2, Part 2. P. L175–L177.
84. Yakovina L., Pavlenko Y., Abia C. Lithium abundances in the atmospheres of SLR C-giants WZ Cas and WX Cyg from resonance and subordinate Li I lines // *Astrophys. Space. Sci.* 2003. Vol. 288, no. 3. P. 279–286.
85. Radziemski L. J., Engleman R., Brault J. W. Fourier-transform-spectroscopy measurements in the spectra of neutral lithium,  $^6\text{Li I}$  and  $^7\text{Li I}$  (Li I) // *Phys. Rev. A.* 1995. Vol. 52, no. 6. P. 4462–4470.
86. Litzen U. The 5g Levels of the Alkali Metals // *Phys. Scr.* 1970. Vol. 1, no. 5-6. P. 253.
87. Volz U., Majerus M., Liebel H. et al. Precision lifetime measurements on Na I  $3p\ ^2P_{1/2}$  and  $3p\ ^2P_{3/2}$  by beam-gas-laser spectroscopy // *Phys. Rev. Lett.* 1996. Vol. 76, no. 16. P. 2862–2865.
88. Theodosiou C. E. Lifetimes of alkali-metal–atom Rydberg states // *Phys. Rev. A.* 1984. Vol. 30, no. 6. P. 2881–2909.
89. Hansen W. Radiative lifetimes of excited Li I states // *J. Phys. B.* 1983. Vol. 16, no. 6. P. 933–936.
90. Yan Z.-C., Drake G. W. F. Theoretical lithium  $2^2S \rightarrow 2^2P$  and  $2^2P \rightarrow 3^2D$  oscillator strengths // *Phys. Rev. A.* 1995. Vol. 52. P. R4316–R4319.
91. McAlexander W. I., Abraham E. R. I., Ritchie N. W. M. et al. Precise atomic radiative lifetime via photoassociative spectroscopy of ultracold lithium // *Phys. Rev. A.* 1995. Vol. 51. P. R871–R874.

92. Blundell S., Johnson W., Liu Z., Sapirstein J. Relativistic all-order calculations of energies and matrix-elements for Li and Be+ // [Phys. Rev. A](#). 1989. Vol. 40, no. 5. P. 2233–2246.
93. Nagourney W., Happer W., Lurio A. Level-crossing study of hyperfine-structure of lithium // [Phys. Rev. A](#). 1978. Vol. 17, no. 4. P. 1394–1407.
94. Boyd R. W., Dodd J. G., Krasinski J., Stroud C. R. Disk-shaped heat-pipe oven used for lithium excited-state lifetime measurements // [Opt. Lett.](#) 1980. Vol. 5, no. 3. P. 117–119.
95. Wiese W. L., Fuhr J. R. Accurate Atomic Transition Probabilities for Hydrogen, Helium, and Lithium // [J. Phys. Chem. Ref. Data](#). 2009. Vol. 38, no. 3. P. 565–726.
96. Fischer C., Saporov M., Gaigalas G., Godefroid M. Breit-Pauli energies, transition probabilities, and lifetimes for 2s, 2p, 3s, 3p, 3d, 4s (2)L levels of the lithium sequence,  $Z = 3-8$  // [ADNDT](#). 1998. Vol. 70, no. 1. P. 119–134.
97. Pestka G., Woznicki W. Hylleraas-type calculations for lithium // [Chem. Phys. Lett.](#) 1996. Vol. 255, no. 4-6. P. 281–286.
98. Qu L. H., Wang Z. W., Guan X. X. Energy and Oscillator Strength for Lithium Atom // [Chin. Phys. Lett.](#) 1997. Vol. 14, no. 10. P. 732–735.
99. Filippov A. Anomale Dispersion des Lithiumdampfes // [Z. Phys. A](#). 1931. Vol. 69. P. 526–547.
100. Peach G., Saraph H., Seaton M. Atomic data for opacity calculations .9. The lithium isoelectronic sequence // [J. Phys. B](#). 1988. Vol. 21, no. 22. P. 3669–3683.

101. Qu L. H., Wang Z. W., Li B. W. Oscillator strengths for  $3(2)D-n(2)F$  transitions of the lithium isoelectronic sequence // *Opt. Commun.* 1999. Vol. 162, no. 4-6. P. 223–227.
102. Ralchenko Y., Kramida A., Reader J., NIST ASD Team. NIST Atomic Spectra Database (version 5.0.0). 2013. URL: <http://physics.nist.gov/asd>.
103. Chen C., Wang Z.-W. Energies of  $1s^2ng$  and of  $1s^2nh$  ( $n = 5, 6, 7$  and  $8$ ) States for Lithium Isoelectronic Sequence // *Commun. Theor. Phys.* 2005. Vol. 43, no. 5. P. 886–890.
104. Andrievsky S. M., Egorova I. A., Korotin S. A., Burnage R. Sodium enrichment of stellar atmospheres // *Astron. Astrophys.* 2002. Vol. 389, no. 2. P. 519–523.
105. Mouawad N., Burger M. H., Killen R. M. et al. Constraints on Mercury's Na exosphere: Combined MESSENGER and ground-based data // *Icarus*. 2011. Vol. 211, no. 1. P. 21–36.
106. Matta M., Smith S., Baumgardner J. et al. The sodium tail of the Moon // *Icarus*. 2009. Vol. 204, no. 2. P. 409–417.
107. Lee D.-W., Kim S. J., Lee D.-H. et al. Three-dimensional simulations of the lunar sodium exosphere and its tail // *J. Geophys. Res.* 2011. Vol. 116, no. A15. P. 7213.
108. Grava C., Schneider N. M., Barbieri C. *Io, the closest Galileo's Medicean Moon: Changes in its Sodium Cloud Caused by Jupiter Eclipse* // *Galileo's Medicean Moons: Their Impact on 400 Years of Discovery* / Ed. by Barbieri, C. and Chakrabarti, S. and Coradini, M. and Lazzarin, M.; Int. Astronomical Union; European Space Agency. Vol. 269 of IAU Symposium Proceedings

- Series. The Pitt Building, Trumpington St, Cambridge CB2 1RP, Cambs, England: Cambridge Univ. Press, 2010. P. 224–228. 269th Symposium of the International Astronomical Union, Padova, Italy, Jan 06-09, 2010.
109. Charbonneau D., Brown T. M., Noyes R. W., Gilliland R. L. Detection of an Extrasolar Planet Atmosphere // [Astrophys. J.](#) 2002. Vol. 568, no. 1, Part 1. P. 377–384.
  110. Redfield S., Endl M., Cochran W. D., Koesterke L. Sodium Absorption from the Exoplanetary Atmosphere of HD 189733b Detected in the Optical Transmission Spectrum // [Astrophys. J., Lett.](#) 2008. Vol. 673, no. 1. P. L87–L90.
  111. Sternberg A., Gal-Yam A., Simon J. D. et al. Circumstellar Material in Type Ia Supernovae via Sodium Absorption Features // [Science](#). 2011. Vol. 333, no. 6044. P. 856–859.
  112. O’Donovan F. T., Charbonneau D., Harrington J. et al. Detection of Planetary Emission from the Exoplanet Trés-2 Using Spitzer/IRAC // [Astrophys. J.](#) 2010. Vol. 710, no. 2. P. 1551–1556.
  113. Wallace L., Meyer M. R., Hinkle K., Edwards S. Near-Infrared Classification Spectroscopy: J-Band Spectra of Fundamental MK Standards // [Astrophys. J.](#) 2000. Vol. 535, no. 1, Part 1. P. 325–337.
  114. Meléndez J., Barbuy B. Oscillator Strengths and Damping Constants for Atomic Lines in the *J* and *H* Bands // [Astrophys. J., Suppl. Ser.](#) 1999. Vol. 124, no. 2. P. 527–546.
  115. Risberg P. A Revision of the Term Systems for Na I and K I Based on Hollow-Cathode Observation // [Ark. Fys. \(Stockholm\)](#). 1956. Vol. 10, no. 6. P. 583–606.



116. Johansson I. Spectra of the alkali metals in the lead-sulphide region // *Ark. Fys.* (Stockholm). 1961. Vol. 20, no. 1-2. P. 135–146.
117. Sansonetti J. E. Wavelengths, Transition Probabilities, and Energy Levels for the Spectra of Sodium (Na I–Na XI) // *J. Phys. Chem. Ref. Data*. 2008. Vol. 37, no. 4. P. 1659–1763.
118. Dyubko S., Efremov V., Podnos S. et al. Quantum Defects of the Sodium Atom in f, g, and h States // *J. Phys. B*. 1997. Vol. 30, no. 10. P. 2345–2349.
119. Kelleher D. E., Podobedova L. I. Atomic transition probabilities of sodium and magnesium. A critical compilation // *J. Phys. Chem. Ref. Data*. 2008. Vol. 37, no. 1. P. 267–706.
120. Filippov A., Prokofjew W. Anomalous Dispersion of Sodium Vapor in the Visible and Ultraviolet // *Z. Phys.* 1929. Vol. 56, no. 7-8. P. 458–476.
121. Froese Fischer C. The MCHF/MCDHF Collection (non-orthogonal B-spline CI calculations). 2002. URL: <http://atoms.vuse.vanderbilt.edu>.
122. Martin W. C., Zalubas R. Energy levels of sodium Na I through Na XI // *J. Phys. Chem. Ref. Data*. 1981. Vol. 10, no. 1. P. 153–196.
123. Juncar P., Pinard J., Hamon J., Chartier A. Absolute Determination of the Wavelengths of the Sodium D 1 and D 2 Lines by Using a CW Tunable Dye Laser Stabilized on Iodine // *Metrologia*. 1981. Vol. 17, no. 3. P. 77.
124. Arqueros F. Doppler-Free 2-photon Spectroscopy of the 4s State of Na // *Opt. Commun.* 1988. Vol. 67, no. 5. P. 341–342.
125. Miculis K., Meyer W. Phototransition of Na( $3p_{3/2}$ ) into high Rydberg states and the ionization continuum // *J. Phys. B*. 2005. Vol. 38, no. 13. P. 2097–2108.

126. Taylor K. T. TOPBASE (Opacity Project). 1995. URL: <http://cdsweb.u-strasbg.fr/topbase/topbase.html>.
127. Nawaz M., Farooq W. A., Connerade J.-P. Magneto-optical spectra of lithium and sodium // *J. Phys. B*. 1992. Vol. 25, no. 24. P. 5327–5342.
128. Oates C. W., Vogel K. R., Hall J. L. High precision linewidth measurement of laser-cooled atoms: Resolution of the Na  $3p^2P_{3/2}$  lifetime discrepancy // *Phys. Rev. Lett.* 1996. Vol. 76, no. 16. P. 2866–2869.
129. Lindgård A., Nielsen S. E. Transition probabilities for the alkali isoelectronic sequences, Li I, Na I, K I, Rb I, Cs I, Fr I // *At. Data Nucl. Data Tables*. 1977. Vol. 19, no. 6. P. 533–633.
130. Jones K. M., Julienne P. S., Lett P. D. et al. Measurement of the atomic Na(3P) lifetime and of retardation in the interaction between two atoms bound in a molecule // *Europhys. Lett.* 1996. Vol. 35, no. 2. P. 85–90.
131. Tiemann E., Knöckel H., Richling H. Long-range interaction at the asymptote  $3s + 3p$  of  $\text{Na}_2$  // *Z. Phys. D*. 1996. Vol. 37. P. 323–332.
132. Gaupp A., Kuske P., Andrä H. J. Accurate lifetime measurements of the lowest  $^2P_{1/2}$  states in neutral lithium and sodium // *Phys. Rev. A*. 1982. Vol. 26, no. 6. P. 3351–3359.
133. Carlsson J., Jönsson P., Sturesson L., Fischer C. F. Time-resolved laser spectroscopy studies of hyperfine structure constants in sodium // *Phys. Scr.* 1992. Vol. 46, no. 5. P. 394–398.
134. Marek J. Study of the time-resolved fluorescence of the Cs-Xe molecular bands // *J. Phys. B*. 1977. Vol. 10, no. 9. P. L325–L330.

135. Jönsson P., Ynnerman A., Froese Fischer C. et al. Large-scale multiconfiguration Hartree-Fock and configuration-interaction calculations of the transition probability and hyperfine structures in the sodium resonance transition // [Phys. Rev. A](#). 1996. Vol. 53. P. 4021–4030.
136. Kandela S. A. Lifetime measurement of the Na I 4d level using the selective excitation of fast ion beams by a laser // [Appl. Opt.](#) 1984. Vol. 23, no. 13. P. 2152–2154.
137. Karstensen F., Schramm J. Messung der lebensdauer von elektronen im 3p- und 4d-zustand des Natrium // [Z. Phys.](#) 1966. Vol. 195. P. 370–379.
138. Kaiser D. Lifetime measurements of higher s- and d-levels in the Na I spectrum // [Phys. Lett. A](#). 1975. Vol. 51, no. 6. P. 375–376.
139. Ovchinnikov Y., Marra G. Accurate rubidium atomic fountain frequency standard // [Metrologia](#). 2011. Vol. 48, no. 3. P. 87–100.
140. Butscher B., Nipper J., Balewski J. B. et al. Atom-molecule Coherence for Ultralong-range Rydberg Dimers // [Nat. Phys.](#) 2010. Vol. 6, no. 12. P. 970–974.
141. Simon J., Bakr W. S., Ma R. et al. Quantum simulation of antiferromagnetic spin chains in an optical lattice // [Nature](#). 2011. Vol. 472, no. 7343. P. 307–312.
142. Zhang X. L., Isenhower L., Gill A. T. et al. Deterministic Entanglement of two Neutral Atoms via Rydberg Blockade // [Phys. Rev. A](#). 2010. Vol. 82. P. 030306.
143. Ryabtsev I. I., Tretyakov D. B., Beterov I. I. Applicability of Rydberg atoms to quantum computers // [J. Phys. B](#). 2005. Vol. 38, no. 2, SI. P. S421–S436.

International Workshop and Seminar on Rydberg Physics, Max Planck Inst Physik Komplexer Sys, Dresden, GERMANY, APR 19-MAY 14, 2004.

144. Sansonetti J. Wavelengths, transition probabilities, and energy levels for the spectra of rubidium (Rb I through Rb XXXVII) // [J. Phys. Chem. Ref. Data](#). 2006. Vol. 35, no. 1. P. 301–421.
145. Luna F., Cavalcanti G., Coutinho L., Trigueiros A. A compilation of wavelengths and energy levels for the spectrum of neutral rubidium (Rb I) // [J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer](#). 2002. Vol. 75, no. 5. P. 559–587.
146. Safronova M., Safronova U. Critically evaluated theoretical energies, lifetimes, hyperfine constants, and multipole polarizabilities in  $^{87}\text{Rb}$  // [Phys. Rev. A](#). 2011. Vol. 83, no. 5.
147. Volz U., Schmoranzer H. Precision lifetime measurements on alkali atoms and on helium by beam-gas-laser spectroscopy // [Phys. Scr.](#) 1996. Vol. T65. P. 48–56. 5th International Colloquium on Atomic Spectra and Oscillator Strengths for Astrophysical and Laboratory Plasmas, Meudon, France, AUG 28-31, 1995.
148. Shabanova L., Khlyustalov A. Oscillator-strengths of lines in rubidium principal series // [Optika i Spektroskopiya](#). 1984. Vol. 56, no. 2. P. 205–208.
149. Gallagher A., Lewis E. L. Resonance broadening of Hanle-effect signals in rubidium // [Phys. Rev. A](#). 1974. Vol. 10. P. 231–241.
150. Caliebe E., Niemax K. Oscillator-strengths of the principal series lines of Rb // [J. Phys. B](#). 1979. Vol. 12, no. 2. P. L45–L51.
151. Chichkov B. N., Shevelko V. P. Dipole Transitions in Atoms and Ions With One Valence Electron // [Phys. Scr.](#) 1981. Vol. 23, no. 6. P. 1055–1065.

152. Spite M., Andrievsky S. M., Spite F. et al. NLTE determination of the calcium abundance and 3D corrections in extremely metal-poor stars // [Astron. Astrophys.](#) 2012. Vol. 541. P. A143.
153. T. V. Mishenina, C. Soubiran, V. V. Kovtyukh, S. A. Korotin. On the correlation of elemental abundances with kinematics among galactic disk stars // [Astron. Astrophys.](#) 2004. Vol. 418, no. 2. P. 551–562.
154. Mashonkina L., Korn A. J., Przybilla N. A non-LTE study of neutral and singly-ionized calcium in late-type stars // [Astron. Astrophys.](#) 2007. Vol. 461, no. 1. P. 261–275.
155. Zhao G., Butler K., Gehren T. Non-LTE analysis of neutral magnesium in the solar atmosphere // [Astron. Astrophys.](#) 1998. Vol. 333. P. 219–230.
156. Risberg G. Spectrum of atomic calcium Ca I and extensions to analysis of Ca<sub>2</sub> // [Ark. Fys. \(Stockholm\)](#). 1968. Vol. 37, no. 3. P. 231–249.
157. Chang E., Engleman R., Geller M. The  $3d^2\ ^1G$  state and the  $4sng$  series in neutral calcium // [Phys. Essays](#). 2000. Vol. 13, no. 2-3, SI. P. 198–205.
158. Hansen J., Laughlin C., van der Hart H., Verbockhaven G. Energy levels, wavefunction compositions and electric dipole transitions in neutral Ca // [J. Phys. B](#). 1999. Vol. 32, no. 9. P. 2099–2137.
159. Sugar J., Corliss C. Atomic-Energy Levels of the Iron-Period Elements - Potassium through Nickel // [J. Phys. Chem. Ref. Data](#). 1985. Vol. 14, no. 2. P. 1–664.
160. Zhao G., Gehren T. Non-LTE analysis of neutral magnesium in cool stars // [Astron. Astrophys.](#) 2000. Vol. 362. P. 1077–1082.

161. Andrievsky S. M., Spite M., Korotin S. A. et al. Non-LTE abundances of Mg and K in extremely metal-poor stars and the evolution of [O/Mg], [Na/Mg], [Al/Mg], and [K/Mg] in the Milky Way // [Astron. Astrophys.](#) 2010. Vol. 509. P. A88.
162. Biémont E., Brault J. W. The Infrared Spectrum of Magnesium ( $1800 < \sigma < 9000 \text{ cm}^{-1}$ ) and an Extension of the Term Systems of Mg I and Mg II // [Phys. Scr.](#) 1986. Vol. 34, no. 6B. P. 751.
163. Lemoine B., Petitprez D., Destombes J. L., Chang E. S. High-precision infrared diode laser spectrum of Mg I // [J. Phys. B.](#) 1990. Vol. 23, no. 13. P. 2217S–2225S.
164. Brault J., Noyes R. Solar emission lines near 12 microns // [Astrophys. J., Lett.](#) 1983. Vol. 269. P. L61–L66.
165. Chang E. S. Solar Emission Lines Revisited: Extended Study of Magnesium // [Phys. Scr.](#) 1987. Vol. 35, no. 6. P. 792.
166. Brault J. W. Rapid-scan high-resolution Fourier spectrometer for the visible // [J. Opt. Soc. Am.](#) 1976. Vol. 66, no. 10. P. 1081.
167. Chang E. S., Noyes R. W. Identification of the solar emission lines near 12 microns // [Astrophys. J., Lett.](#) 1983. Vol. 275. P. L11–L13.
168. Martin W., Zalubas R. Energy-Levels Of Magnesium, Mg I Through Mg XII // [J. Phys. Chem. Ref. Data.](#) 1980. Vol. 9, no. 1. P. 1–58.
169. Ovsiannikov V. D., Derevianko A., Gibble K. Rydberg Spectroscopy in an Optical Lattice: Blackbody Thermometry for Atomic Clocks // [Phys. Rev. Lett.](#) 2011. Vol. 107. P. 093003.

170. Poli N., Wang F.-Y., Tarallo M. G. et al. Precision Measurement of Gravity with Cold Atoms in an Optical Lattice and Comparison with a Classical Gravimeter // [Phys. Rev. Lett.](#) 2011. Vol. 106. P. 038501.
171. Mukherjee R., Millen J., Nath R. et al. Many-body physics with alkali-earth Rydberg lattices // [J. Phys. B.](#) 2011. Vol. 44, no. 18. P. 184010.
172. McQuillen P., Zhang X., Strickler T. et al. Imaging the evolution of an ultracold strontium Rydberg gas // [Phys. Rev. A.](#) 2013. Vol. 87. P. 013407.
173. Sansonetti J. E., Nave G. Wavelengths, Transition Probabilities, and Energy Levels for the Spectrum of Neutral Strontium (Sr I) // [J. Phys. Chem. Ref. Data.](#) 2010. Vol. 39, no. 3. P. 033103.
174. Sansonetti J. E., Martin W. C. Handbook of Basic Atomic Spectroscopic Data // [J. Phys. Chem. Ref. Data.](#) 2005. Vol. 34, no. 4. P. 1559–2259.
175. Moore C. E. Atomic Energy Levels as Derived from the Analysis of Optical Spectra – Chromium through Niobium // Nat. Stand. Ref. Data Ser., NSRDS-NBS 35, Vol. II (Reprint of NBS Circ. 467, Vol. II, 1952). U.S.: Nat. Bur. Stand., 1971.
176. Sullivan F. J. Strontium Lines in Arc and Solar Spectra // Univ. Pittsburgh. Bull. 1938. Vol. 35. P. 1–8.
177. Newsom G. H., O'Connor S., Learner R. C. M. Re-examination of the spectrum of strontium: autoionization in the spectrum of neutral strontium // [J. Phys. B.](#) 1973. Vol. 6, no. 10. P. 2162–2176.
178. Penkin N. P., Shabanova L. N. Oscillator Strengths of Spectral Lines of Magnesium, Strontium, and Barium // [Opt. Spectrosk.](#) 1962. T. 12, № 1. C. 3–11.

179. Parkinson W. H., Reeves E. M., Tomkins F. S. Neutral calcium, strontium and barium: determination of  $f$  values of the principal series by the hook method // *J. Phys. B.* 1976. Vol. 9, no. 2. P. 157–165.
180. Vaeck N., Godefroid M., Hansen J. E. Multiconfiguration Hartree–Fock calculations for singlet terms in neutral strontium // *Phys. Rev. A.* 1988. Vol. 38. P. 2830–2845.
181. Werij H. G. C., Greene C. H., Theodosiou C. E., Gallagher A. Oscillator strengths and radiative branching ratios in atomic Sr // *Phys. Rev. A.* 1992. Vol. 46. P. 1248–1260.
182. Garton W. R. S., Connerade J. P., Baig M. A. et al. Measurement of oscillator strengths in the ultraviolet by magneto-optical rotation // *J. Phys. B.* 1983. Vol. 16, no. 3. P. 389–397.
183. Connerade J. P., Farooq W. A., Ma H. et al. Atomic  $f$ -value measurements of high Rydberg members by pulsed laser-based magneto-optical spectroscopy // *J. Phys. B.* 1992. Vol. 25, no. 7. P. 1405–1426.
184. García G., Campos J. Transition probabilities for triplet levels of Sr(I) // *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer.* 1988. Vol. 39, no. 6. P. 477 – 483.
185. Friedrich H., Trefftz E. Configuration mixing and oscillator strengths for some two-electron spectra (Ca I, Ba I, and others) // *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer.* 1969. Vol. 9, no. 3. P. 333–359.
186. Sugar J., Musgrove A. Energy levels of zinc, Zn I through Zn XXX // *J. Phys. Chem. Ref. Data.* 1995. Vol. 24, no. 6. P. 1803–1872.
187. Johansson I., Contreras R. New Measurements In Arc Spectrum of zinc // *Ark. Fys. (Stockholm).* 1968. Vol. 37, no. 5. P. 513–520.



188. Gullberg D., Litzén U. Accurately measured wavelengths of Zn I and Zn II lines of astrophysical interest // [Phys. Scr.](#) 2000. Vol. 61, no. 6. P. 652–656.
189. Muntenbruch H. Die Vervollständigung des Termschemas von Zn-I mit Hilfe einer Hohlkathodenentladung // [Spectrochim. Acta.](#) 1960. Vol. 16, no. 9. P. 1040–1053.
190. Fisher R. A., Knopf W. C., Jr., Eshbach Kinney F. Laboratory Wave Lengths and Intensities in the Near Infrared Spectra of Nine Elements. // [Astrophys. J.](#) 1959. Vol. 130. P. 683–687.
191. Hatley G. F., Littlefield T. A. Isotope Shift in the Arc Spectrum of Zinc // [J. Opt. Soc. Am.](#) 1958. Vol. 48, no. 11. P. 851–852.
192. Tibilov A. S. Zinc Vapor Laser // [Opt. Spectrosc. \(USSR\).](#) 1966. Vol. 20. P. 511.
193. Lundberg H., Macklin J. J., Silfvast W. T., Wood O. R. High-gain soft-x-ray-pumped photoionization laser in zinc vapor // [Appl. Phys. Lett.](#) 1984. Vol. 45, no. 4. P. 335–337.
194. Rus B., Mocek T., Präg A. R. et al. Multimillijoule, highly coherent x-ray laser at 21 nm operating in deep saturation through double-pass amplification // [Phys. Rev. A.](#) 2002. Vol. 66. P. 063806.
195. Edlén B. The Dispersion of Standard Air // [J. Opt. Soc. Am.](#) 1953. Vol. 43, no. 5. P. 339–344.
196. Liu Y. P., Gao C., Zeng J. L., Shi J. R. Atomic data of Zn I for the investigation of element abundances // [Astron. Astrophys.](#) 2011. Vol. 536. P. A51.

197. Kerkhoff H., Schmidt M., Zimmermann P. Lifetimes and oscillator strengths in the triplet system of Zn I // *Z. Phys. A*. 1980. Vol. 298, no. 4. P. 249–252.
198. Klöter B., Weber C., Haubrich D. et al. Laser cooling of an indium atomic beam enabled by magnetic fields // *Phys. Rev. A*. 2008. Vol. 77. P. 033402.
199. Sahoo B. K., Pandey R., Das B. P. Search for a permanent electric-dipole moment using atomic indium // *Phys. Rev. A*. 2011. Vol. 84. P. 030502.
200. Ranjit G., Schine N. A., Lorenzo A. T. et al. Measurement of the scalar polarizability within the  $5P_{1/2}$ - $6S_{1/2}$  410-nm transition in atomic indium // *Phys. Rev. A*. 2013. — Mar. Vol. 87. P. 032506.
201. Safronova M. S., Safronova U. I., Porsev S. G. Polarizabilities, Stark shifts, and lifetimes of the In atom // *Phys. Rev. A*. 2013. Vol. 87. P. 032513.
202. Das M., Chaudhuri R. K., Chattopadhyay S., Mahapatra U. S. Valence universal multireference coupled cluster calculations of the properties of indium in its ground and excited states // *J. Phys. B*. 2011. Vol. 44, no. 6. P. 065003.
203. Sahoo B. K., Das B. P. Transition properties of low-lying states in atomic indium // *Phys. Rev. A*. 2011. Vol. 84. P. 012501.
204. Meggers W. F., Murphy R. J. Arc Spectra Of Gallium, Indium, and Thallium // *J. Res. Nat. Bur. Stand.* 1952. Vol. 48, no. 4. P. 334–344.
205. Moore C. E. Atomic energy levels as derived from the analyses of optical spectra. U.S. Government Printing Office, 1958. Vol. 3 of Circular 467 of the National Bureau of Standards.
206. Karlsson H., Litzén U. Hyperfine constants, revised wavelengths and energy levels in In I and In II derived by Fourier transform spectroscopy // *J. Phys. B*. 2001. Vol. 34, no. 22. P. 4475–4485.

207. Clearman H. E. On the Arc Spectra of Boron, Indium, Thallium, Lead, and Bismuth // *J. Opt. Soc. Am.* 1952. Vol. 42, no. 6. P. 373–376.
208. Marr G. V., Heppinstall R. Some autoionization measurements on indium vapour // *Proc. Phys. Soc. (London)*. 1966. Vol. 87, no. 2. P. 547.
209. Karamatskos N., Müller M., Schmidt M., Zimmermann P. Investigation of autoionising levels in Ga I, In I and Tl I by photoionisation experiments // *J. Phys. B.* 1984. Vol. 17, no. 11. P. L341.
210. Garton W. R. S. Investigations of Atomic and Molecular Absorption Spectra III: Ultra-Violet Absorption Spectra of Indium Vapour // *Proc. Phys. Soc. Sect. A.* 1954. Vol. 67, no. 10. P. 864–868.
211. Крылов Б. Е., Козлов М. Г. Absorption Spectra of Atoms in the 100–150 nm Region; Constants of the  $s^2p-sp^3Pnp$  Transitions. Comparison with Aluminum and Thallium Spectra // *Опт. и спектр.* 1979. Т. 47. С. 1044–1049.
212. Baig M. A., Ahmed I., Connerade J. P. Autoionisation resonances in the 5s-subshell excitation spectrum of indium // *J. Phys. B.* 1988. Vol. 21, no. 1. P. 35.
213. Maeda H., Eichmann U., Sandner W. Doubly excited  $5s5p(^3P_1)np$  autoionizing Rydberg states of indium // *Phys. Rev. A.* 1998. Vol. 57. P. 3376–3380.
214. Johansson I., Litzén U. The Term Systems of the Neutral Gallium and Indium Atoms Derived from New Measurements in the Infrared Region // *Ark. Fys. (Stockholm)*. 1967. Vol. 34. P. 573–587.
215. George S., Guppy G., Verges J. Newly observed lines and hyperfine structure

- in the infrared spectrum of indium obtained by using a Fourier-transform spectrometer // *J. Opt. Soc. Am. B*. 1990. Vol. 7. P. 249–252.
216. Garton W. R. S., Codling K. Extension of Series in the First Spectrum of Indium (In I) // *Proc. Phys. Soc. (London)*. 1961. Vol. 78, no. 4. P. 600–606.
217. Пенкин Н. П., Шабанова Л. Н. Спектры поглощения атомов алюминия, галлия, индия и таллия // *Опт. и спектр.* 1965. Т. 18, № 5. С. 749–755.
218. Mirza M. Y., Duley W. W. Two Photon Laser Spectroscopy of Indium // *Proc. R. Soc. London, Ser. A*. 1978. Vol. 364, no. 1717. P. 255–263.
219. Neijzen J. H. M., Dönszelmann A. Configuration interaction effects in the 2Sbuilt12, 2Dbuilt32,built52 rydberg series of neutral indium investigated with a frequency-doubled dye laser // *Physica B+C*. 1981. Vol. 106, no. 2. P. 271–286.
220. Neijzen J. H. M., Dönszelmann A. A study of the np 2P12,32 Rydberg series in neutral indium by means of two-photon laser spectroscopy // *Physica B+C*. 1981. Vol. 111, no. 1. P. 127 – 133.
221. Neijzen J. H. M., Dönszelmann A. Dye laser study of the np 2P12,32 Rydberg series in neutral gallium and indium atoms // *Physica B+C*. 1982. Vol. 114, no. 2. P. 241 – 250.
222. de Vlieger G. J. N. E., Wijnen H., Dönszelmann A. Extension of the measurements of the np 2P12,32 and nd 2D32,52 Rydberg series in neutral indium // *Physica B+C*. 1983. Vol. 121, no. 1-2. P. 241–249.
223. Menges R., Huber G., Ulm G., Kühl T. High Resolution Spectroscopy of Rydberg States in Indium I // *Z. Phys. A*. 1985. Vol. 320, no. 4. P. 575–578.

224. Касимов А. К., Турсунов А. Т., Тухлибаев О. Исследование ридберговских  $np\ ^2P_{1/2,3/2}$  и  $nd\ ^2D_{3/2,5/2}$  состояний атома индия // *Опт. и спектр.* 1998. Т. 84. С. 546–550.
225. Penkin N. P., Shabanova L. N. Oscillator Strengths and Effective Cross Sections of the Resonance Lines of Gallium and Indium Atoms for Line-Broadening Collisions // *Opt. Spectrosc. (USSR)*. 1967. Vol. 23. P. 11–16.
226. Safronova U. I., Safronova M. S., Kozlov M. G. Relativistic all-order calculations of InI and SnII atomic properties // *Phys. Rev. A*. 2007. Vol. 76. P. 022501.

## Приложение А

## Таблицы дипольных моментов

Приведены длинные таблицы с рассчитанными методом квантового дефекта значениями сил осцилляторов и вероятностей переходов с использованием полученных экспериментально значений энергетических уровней.

Таблица А.1. Вычисленные методом квантового дефекта силы осцилляторов  $f_{ik}$  и вероятности переходов  $A_{ki}$ , включающих  $nd$ ,  $nf$ ,  $ng$ , и  $nh$  уровни атома Li I. Энергии уровней взяты из таблицы 3.3, кроме тех, на которых стоят соответствующие ссылки. Волновые числа соответствуют экспериментально полученным в данной работе (см. таблицу 3.3)

Transition $i-k$	Lower level ( $\text{cm}^{-1}$ )	Upper level ( $\text{cm}^{-1}$ )	$\nu$ ( $\text{cm}^{-1}$ )	$\lambda$ (nm)	$f_{ik}$	$A_{ki}$ ( $\text{с}^{-1}$ )
$7h_{\frac{9}{2}} - 8g_{\frac{9}{2}}$	41247.812	41771.9 [103]	524.088	19075.6	$3.87 \times 10^{-4}$	$7.10 \times 10^1$
$7h_{\frac{9}{2}} - 8g_{\frac{7}{2}}$	41247.812	41771.9 [103]	524.088	19075.6	$1.70 \times 10^{-2}$	$3.90 \times 10^3$
$7h_{\frac{11}{2}} - 8g_{\frac{9}{2}}$	41247.812	41771.9 [103]	524.088	19075.6	$1.74 \times 10^{-2}$	$3.83 \times 10^3$
$7g_{\frac{9}{2}} - 8h_{\frac{9}{2}}$	41246.8 [103]	41771.91 [103]	525.11	19038.4	$2.65 \times 10^{-2}$	$4.88 \times 10^3$
$7g_{\frac{9}{2}} - 8h_{\frac{11}{2}}$	41246.8 [103]	41771.91 [103]	525.11	19038.4	1.43	$2.20 \times 10^5$
$7g_{\frac{7}{2}} - 8h_{\frac{9}{2}}$	41246.8 [103]	41771.91 [103]	525.11	19038.4	1.46	$2.15 \times 10^5$
$6f_{\frac{7}{2}} - 7d_{\frac{5}{2}}$	40438.9 [85]	41246.5 [102]	807.6	12379.0	$4.22 \times 10^{-2}$	$2.45 \times 10^4$
$6f_{\frac{5}{2}} - 7d_{\frac{5}{2}}$	40438.9 [85]	41246.5 [102]	807.6	12379.0	$2.81 \times 10^{-3}$	$1.22 \times 10^3$
$6f_{\frac{5}{2}} - 7d_{\frac{3}{2}}$	40438.9 [85]	41246.5 [102]	807.6	12379.0	$3.94 \times 10^{-2}$	$2.57 \times 10^4$
$6h_{\frac{9}{2}} - 7g_{\frac{9}{2}}$	40439.152	41246.8 [103]	807.648	12378.3	$1.40 \times 10^{-4}$	$6.07 \times 10^1$
$6h_{\frac{9}{2}} - 7g_{\frac{7}{2}}$	40439.152	41246.8 [103]	807.648	12378.3	$6.14 \times 10^{-3}$	$3.34 \times 10^3$
$6h_{\frac{11}{2}} - 7g_{\frac{9}{2}}$	40439.152	41246.8 [103]	807.648	12378.3	$6.28 \times 10^{-3}$	$3.28 \times 10^3$
$6f_{\frac{7}{2}} - 7g_{\frac{9}{2}}$	40438.9 [85]	41246.8 [103]	807.9	12374.4	1.08	$3.77 \times 10^5$
$6f_{\frac{7}{2}} - 7g_{\frac{7}{2}}$	40438.9 [85]	41246.8 [103]	807.9	12374.4	$3.10 \times 10^{-2}$	$1.35 \times 10^4$
$6f_{\frac{5}{2}} - 7g_{\frac{7}{2}}$	40438.9 [85]	41246.8 [103]	807.9	12374.4	1.11	$3.64 \times 10^5$
$6g_{\frac{9}{2}} - 7h_{\frac{9}{2}}$	40438.892	41247.812	808.92	12358.8	$2.71 \times 10^{-2}$	$1.18 \times 10^4$
$6g_{\frac{9}{2}} - 7h_{\frac{11}{2}}$	40438.892	41247.812	808.92	12358.8	1.46	$5.32 \times 10^5$
$6g_{\frac{7}{2}} - 7h_{\frac{9}{2}}$	40438.892	41247.812	808.92	12358.8	1.49	$5.20 \times 10^5$
$6f_{\frac{7}{2}} - 8d_{\frac{5}{2}}$	40438.9 [85]	41771.3 [102]	1332.4	7503.21	$8.46 \times 10^{-3}$	$1.34 \times 10^4$
$6f_{\frac{5}{2}} - 8d_{\frac{5}{2}}$	40438.9 [85]	41771.3 [102]	1332.4	7503.21	$5.64 \times 10^{-4}$	$6.68 \times 10^2$
$6f_{\frac{5}{2}} - 8d_{\frac{3}{2}}$	40438.9 [85]	41771.3 [102]	1332.4	7503.21	$7.89 \times 10^{-3}$	$1.40 \times 10^4$
$6h_{\frac{9}{2}} - 8g_{\frac{9}{2}}$	40439.152	41771.9 [103]	1332.748	7501.25	$1.91 \times 10^{-5}$	$2.26 \times 10^1$
$6h_{\frac{9}{2}} - 8g_{\frac{7}{2}}$	40439.152	41771.9 [103]	1332.748	7501.25	$8.40 \times 10^{-4}$	$1.24 \times 10^3$

Таблица А.1. continued.

Transition $i-k$	Lower level (cm <sup>-1</sup> )	Upper level (cm <sup>-1</sup> )	$\nu$ (cm <sup>-1</sup> )	$\lambda$ (nm)	$f_{ik}$	$A_{ki}$ (s <sup>-1</sup> )
$6h_{\frac{11}{2}} - 8g_{\frac{9}{2}}$	40439.152	41771.9 [103]	1332.748	7501.25	$8.59 \times 10^{-4}$	$1.22 \times 10^3$
$6f_{\frac{7}{2}} - 8g_{\frac{9}{2}}$	40438.9 [85]	41771.9 [103]	1333.	7499.83	$2.39 \times 10^{-1}$	$2.26 \times 10^5$
$6f_{\frac{7}{2}} - 8g_{\frac{7}{2}}$	40438.9 [85]	41771.9 [103]	1333.	7499.83	$6.82 \times 10^{-3}$	$8.08 \times 10^3$
$6f_{\frac{5}{2}} - 8g_{\frac{7}{2}}$	40438.9 [85]	41771.9 [103]	1333.	7499.83	$2.46 \times 10^{-1}$	$2.18 \times 10^5$
$6g_{\frac{9}{2}} - 8h_{\frac{9}{2}}$	40438.892	41771.91 [103]	1333.018	7499.73	$5.02 \times 10^{-3}$	$5.95 \times 10^3$
$6g_{\frac{9}{2}} - 8h_{\frac{11}{2}}$	40438.892	41771.91 [103]	1333.018	7499.73	$2.71 \times 10^{-1}$	$2.68 \times 10^5$
$6g_{\frac{7}{2}} - 8h_{\frac{9}{2}}$	40438.892	41771.91 [103]	1333.018	7499.73	$2.76 \times 10^{-1}$	$2.62 \times 10^5$
$5f_{\frac{7}{2}} - 6d_{\frac{5}{2}}$	39097.503 [85]	40437.22 [85]	1339.717	7462.23	$2.37 \times 10^{-2}$	$3.79 \times 10^4$
$5f_{\frac{5}{2}} - 6d_{\frac{5}{2}}$	39097.499 [85]	40437.22 [85]	1339.721	7462.21	$1.58 \times 10^{-3}$	$1.89 \times 10^3$
$5f_{\frac{5}{2}} - 6d_{\frac{3}{2}}$	39097.499 [85]	40437.22 [85]	1339.721	7462.21	$2.22 \times 10^{-2}$	$3.98 \times 10^4$
$5g_{\frac{9}{2}} - 6f_{\frac{7}{2}}$	39097.941 [85]	40438.9 [85]	1340.959	7455.32	$7.40 \times 10^{-3}$	$1.11 \times 10^4$
$5g_{\frac{7}{2}} - 6f_{\frac{7}{2}}$	39097.941 [85]	40438.9 [85]	1340.959	7455.32	$2.64 \times 10^{-4}$	$3.17 \times 10^2$
$5g_{\frac{7}{2}} - 6f_{\frac{5}{2}}$	39097.941 [85]	40438.9 [85]	1340.959	7455.32	$7.13 \times 10^{-3}$	$1.14 \times 10^4$
$5g_{\frac{9}{2}} - 6h_{\frac{9}{2}}$	39097.941 [85]	40439.152	<i>1341.211</i>	7453.92	$3.05 \times 10^{-2}$	$3.66 \times 10^4$
$5g_{\frac{9}{2}} - 6h_{\frac{11}{2}}$	39097.941 [85]	40439.152	<i>1341.211</i>	7453.92	1.65	$1.65 \times 10^6$
$5g_{\frac{7}{2}} - 6h_{\frac{9}{2}}$	39097.941 [85]	40439.152	<i>1341.211</i>	7453.92	1.68	$1.61 \times 10^6$
$5f_{\frac{7}{2}} - 6g_{\frac{9}{2}}$	39097.503 [85]	40438.997	<i>1341.494</i>	7454.38	1.15	$1.11 \times 10^6$
$5f_{\frac{7}{2}} - 6g_{\frac{7}{2}}$	39097.503 [85]	40438.997	<i>1341.494</i>	7454.38	$3.29 \times 10^{-2}$	$3.95 \times 10^4$
$5f_{\frac{5}{2}} - 6g_{\frac{7}{2}}$	39097.499 [85]	40438.997	<i>1341.494</i>	7454.38	1.19	$1.07 \times 10^6$
$5d_{\frac{5}{2}} - 6f_{\frac{7}{2}}$	39094.869 [85]	40438.9 [85]	1344.031	7438.28	$7.99 \times 10^{-1}$	$7.22 \times 10^5$
$5d_{\frac{5}{2}} - 6f_{\frac{5}{2}}$	39094.869 [85]	40438.9 [85]	1344.031	7438.28	$4.00 \times 10^{-2}$	$4.82 \times 10^4$
$5d_{\frac{3}{2}} - 6f_{\frac{5}{2}}$	39094.861 [85]	40438.9 [85]	1344.039	7438.23	$8.39 \times 10^{-1}$	$6.74 \times 10^5$
$6f_{\frac{7}{2}} - 9d_{\frac{5}{2}}$	40438.9 [85]	42131.3 [102]	1692.4	5907.16	$3.20 \times 10^{-3}$	$8.15 \times 10^3$
$6f_{\frac{5}{2}} - 9d_{\frac{5}{2}}$	40438.9 [85]	42131.3 [102]	1692.4	5907.16	$2.13 \times 10^{-4}$	$4.07 \times 10^2$
$6f_{\frac{5}{2}} - 9d_{\frac{3}{2}}$	40438.9 [85]	42131.3 [102]	1692.4	5907.16	$2.99 \times 10^{-3}$	$8.56 \times 10^3$
$6f_{\frac{7}{2}} - 10d_{\frac{5}{2}}$	40438.9 [85]	42389. [102]	1950.1	5126.54	$1.59 \times 10^{-3}$	$5.37 \times 10^3$
$6f_{\frac{5}{2}} - 10d_{\frac{5}{2}}$	40438.9 [85]	42389. [102]	1950.1	5126.54	$1.06 \times 10^{-4}$	$2.69 \times 10^2$
$6f_{\frac{5}{2}} - 10d_{\frac{3}{2}}$	40438.9 [85]	42389. [102]	1950.1	5126.54	$1.48 \times 10^{-3}$	$5.64 \times 10^3$
$6f_{\frac{7}{2}} - 11d_{\frac{5}{2}}$	40438.9 [85]	42578. [102]	2139.1	4673.59	$1.02 \times 10^{-3}$	$4.13 \times 10^3$
$6f_{\frac{5}{2}} - 11d_{\frac{5}{2}}$	40438.9 [85]	42578. [102]	2139.1	4673.59	$6.77 \times 10^{-5}$	$2.07 \times 10^2$
$6f_{\frac{5}{2}} - 11d_{\frac{3}{2}}$	40438.9 [85]	42578. [102]	2139.1	4673.59	$9.48 \times 10^{-4}$	$4.34 \times 10^3$
$5f_{\frac{7}{2}} - 7d_{\frac{5}{2}}$	39097.503 [85]	41246.5 [102]	2148.997	4652.07	$4.52 \times 10^{-3}$	$1.86 \times 10^4$
$5f_{\frac{5}{2}} - 7d_{\frac{5}{2}}$	39097.499 [85]	41246.5 [102]	2149.001	4652.06	$3.01 \times 10^{-4}$	$9.28 \times 10^2$
$5f_{\frac{5}{2}} - 7d_{\frac{3}{2}}$	39097.499 [85]	41246.5 [102]	2149.001	4652.06	$4.22 \times 10^{-3}$	$1.95 \times 10^4$
$5f_{\frac{7}{2}} - 7g_{\frac{9}{2}}$	39097.503 [85]	41246.8 [103]	2149.297	4651.42	$2.22 \times 10^{-1}$	$5.48 \times 10^5$
$5f_{\frac{7}{2}} - 7g_{\frac{7}{2}}$	39097.503 [85]	41246.8 [103]	2149.297	4651.42	$6.35 \times 10^{-3}$	$1.96 \times 10^4$

Таблица А.1. continued.

Transition $i-k$	Lower level (cm <sup>-1</sup> )	Upper level (cm <sup>-1</sup> )	$\nu$ (cm <sup>-1</sup> )	$\lambda$ (nm)	$f_{ik}$	$A_{ki}$ (s <sup>-1</sup> )
$5f_{\frac{5}{2}} - 7g_{\frac{7}{2}}$	39097.499 [85]	41246.8 [103]	2149.301	4651.41	$2.29 \times 10^{-1}$	$5.28 \times 10^5$
$5g_{\frac{9}{2}} - 7h_{\frac{9}{2}}$	39097.941 [85]	41247.812	<i>2149.871</i>	4650.17	$3.67 \times 10^{-3}$	$1.13 \times 10^4$
$5g_{\frac{9}{2}} - 7h_{\frac{11}{2}}$	39097.941 [85]	41247.812	<i>2149.871</i>	4650.17	$1.98 \times 10^{-1}$	$5.09 \times 10^5$
$5g_{\frac{7}{2}} - 7h_{\frac{9}{2}}$	39097.941 [85]	41247.812	<i>2149.871</i>	4650.17	$2.02 \times 10^{-1}$	$4.97 \times 10^5$
$6f_{\frac{7}{2}} - 12d_{\frac{5}{2}}$	40438.9 [85]	42725. [102]	2286.1	4373.07	$5.73 \times 10^{-4}$	$2.66 \times 10^3$
$6f_{\frac{5}{2}} - 12d_{\frac{5}{2}}$	40438.9 [85]	42725. [102]	2286.1	4373.07	$3.82 \times 10^{-5}$	$1.33 \times 10^2$
$6f_{\frac{5}{2}} - 12d_{\frac{3}{2}}$	40438.9 [85]	42725. [102]	2286.1	4373.07	$5.35 \times 10^{-4}$	$2.80 \times 10^3$
$4f_{\frac{5}{2}} - 5d_{\frac{3}{2}}$	36628.329 [85]	39094.861 [85]	2466.532	4053.17	$8.46 \times 10^{-3}$	$5.15 \times 10^4$
$4f_{\frac{7}{2}} - 5d_{\frac{5}{2}}$	36628.336 [85]	39094.869 [85]	2466.533	4053.17	$9.06 \times 10^{-3}$	$4.90 \times 10^4$
$4f_{\frac{5}{2}} - 5d_{\frac{5}{2}}$	36628.329 [85]	39094.869 [85]	2466.54	4053.16	$6.04 \times 10^{-4}$	$2.45 \times 10^3$
$4f_{\frac{7}{2}} - 5g_{\frac{9}{2}}$	36628.336 [85]	39097.941 [85]	2469.605	4048.13	1.31	$4.26 \times 10^6$
$4f_{\frac{7}{2}} - 5g_{\frac{7}{2}}$	36628.336 [85]	39097.941 [85]	2469.605	4048.13	$3.74 \times 10^{-2}$	$1.52 \times 10^5$
$4f_{\frac{5}{2}} - 5g_{\frac{7}{2}}$	36628.329 [85]	39097.941 [85]	2469.612	4048.12	1.35	$4.11 \times 10^6$
$4d_{\frac{5}{2}} - 5f_{\frac{5}{2}}$	36623.351 [85]	39097.499 [85]	2474.148	4040.69	$4.22 \times 10^{-2}$	$1.72 \times 10^5$
$4d_{\frac{5}{2}} - 5f_{\frac{7}{2}}$	36623.351 [85]	39097.503 [85]	2474.152	4040.69	$8.44 \times 10^{-1}$	$2.59 \times 10^6$
$4d_{\frac{3}{2}} - 5f_{\frac{5}{2}}$	36623.336 [85]	39097.499 [85]	2474.163	4040.67	$8.87 \times 10^{-1}$	$2.41 \times 10^6$
$5f_{\frac{7}{2}} - 8d_{\frac{5}{2}}$	39097.503 [85]	41771.3 [102]	2673.797	3738.98	$1.68 \times 10^{-3}$	$1.07 \times 10^4$
$5f_{\frac{5}{2}} - 8d_{\frac{5}{2}}$	39097.499 [85]	41771.3 [102]	2673.801	3738.97	$1.12 \times 10^{-4}$	$5.35 \times 10^2$
$5f_{\frac{5}{2}} - 8d_{\frac{3}{2}}$	39097.499 [85]	41771.3 [102]	2673.801	3738.97	$1.57 \times 10^{-3}$	$1.12 \times 10^4$
$5g_{\frac{9}{2}} - 8h_{\frac{9}{2}}$	39097.941 [85]	41771.91 [103]	2673.969	3738.74	$1.12 \times 10^{-3}$	$5.34 \times 10^3$
$5g_{\frac{9}{2}} - 8h_{\frac{11}{2}}$	39097.941 [85]	41771.91 [103]	2673.969	3738.74	$6.04 \times 10^{-2}$	$2.40 \times 10^5$
$5g_{\frac{7}{2}} - 8h_{\frac{9}{2}}$	39097.941 [85]	41771.91 [103]	2673.969	3738.74	$6.15 \times 10^{-2}$	$2.35 \times 10^5$
$5f_{\frac{7}{2}} - 8g_{\frac{9}{2}}$	39097.503 [85]	41771.9 [103]	2674.397	3738.14	$8.20 \times 10^{-2}$	$3.13 \times 10^5$
$5f_{\frac{7}{2}} - 8g_{\frac{7}{2}}$	39097.503 [85]	41771.9 [103]	2674.397	3738.14	$2.34 \times 10^{-3}$	$1.12 \times 10^4$
$5f_{\frac{5}{2}} - 8g_{\frac{7}{2}}$	39097.499 [85]	41771.9 [103]	2674.401	3738.14	$8.43 \times 10^{-2}$	$3.02 \times 10^5$
$5f_{\frac{7}{2}} - 9d_{\frac{5}{2}}$	39097.503 [85]	42131.3 [102]	3033.797	3295.30	$8.32 \times 10^{-4}$	$6.81 \times 10^3$
$5f_{\frac{5}{2}} - 9d_{\frac{5}{2}}$	39097.499 [85]	42131.3 [102]	3033.801	3295.30	$5.54 \times 10^{-5}$	$3.40 \times 10^2$
$5f_{\frac{5}{2}} - 9d_{\frac{3}{2}}$	39097.499 [85]	42131.3 [102]	3033.801	3295.30	$7.76 \times 10^{-4}$	$7.15 \times 10^3$
$5f_{\frac{7}{2}} - 10d_{\frac{5}{2}}$	39097.503 [85]	42389. [102]	3291.497	3037.30	$4.78 \times 10^{-4}$	$4.61 \times 10^3$
$5f_{\frac{5}{2}} - 10d_{\frac{5}{2}}$	39097.499 [85]	42389. [102]	3291.501	3037.30	$3.19 \times 10^{-5}$	$2.30 \times 10^2$
$5f_{\frac{5}{2}} - 10d_{\frac{3}{2}}$	39097.499 [85]	42389. [102]	3291.501	3037.30	$4.46 \times 10^{-4}$	$4.84 \times 10^3$
$5f_{\frac{7}{2}} - 11d_{\frac{5}{2}}$	39097.503 [85]	42578. [102]	3480.497	2872.37	$3.39 \times 10^{-4}$	$3.65 \times 10^3$
$5f_{\frac{5}{2}} - 11d_{\frac{5}{2}}$	39097.499 [85]	42578. [102]	3480.501	2872.37	$2.26 \times 10^{-5}$	$1.82 \times 10^2$
$5f_{\frac{5}{2}} - 11d_{\frac{3}{2}}$	39097.499 [85]	42578. [102]	3480.501	2872.37	$3.16 \times 10^{-4}$	$3.83 \times 10^3$
$5f_{\frac{7}{2}} - 12d_{\frac{5}{2}}$	39097.503 [85]	42725. [102]	3627.497	2755.97	$2.01 \times 10^{-4}$	$2.35 \times 10^3$
$5f_{\frac{5}{2}} - 12d_{\frac{5}{2}}$	39097.499 [85]	42725. [102]	3627.501	2755.97	$1.34 \times 10^{-5}$	$1.18 \times 10^2$



Таблица А.1. continued.

Transition $i-k$	Lower level (cm <sup>-1</sup> )	Upper level (cm <sup>-1</sup> )	$\nu$ (cm <sup>-1</sup> )	$\lambda$ (nm)	$f_{ik}$	$A_{ki}$ (s <sup>-1</sup> )
$5f_{\frac{5}{2}} - 12d_{\frac{3}{2}}$	39097.499 [85]	42725. [102]	3627.501	2755.97	$1.88 \times 10^{-4}$	$2.47 \times 10^3$
$4f_{\frac{7}{2}} - 6d_{\frac{5}{2}}$	36628.336 [85]	40437.22 [85]	3808.884	2624.72	$1.62 \times 10^{-3}$	$2.09 \times 10^4$
$4f_{\frac{5}{2}} - 6d_{\frac{5}{2}}$	36628.329 [85]	40437.22 [85]	3808.891	2624.72	$1.08 \times 10^{-4}$	$1.04 \times 10^3$
$4f_{\frac{5}{2}} - 6d_{\frac{3}{2}}$	36628.329 [85]	40437.22 [85]	3808.891	2624.72	$1.51 \times 10^{-3}$	$2.19 \times 10^4$
$4f_{\frac{7}{2}} - 6g_{\frac{9}{2}}$	36628.336 [85]	40438.892	3810.556	2623.57	$1.77 \times 10^{-1}$	$1.37 \times 10^6$
$4f_{\frac{7}{2}} - 6g_{\frac{7}{2}}$	36628.336 [85]	40438.892	3810.556	2623.57	$5.07 \times 10^{-3}$	$4.91 \times 10^4$
$4f_{\frac{5}{2}} - 6g_{\frac{7}{2}}$	36628.329 [85]	40438.892	3810.563	2623.57	$1.82 \times 10^{-1}$	$1.32 \times 10^6$
$4d_{\frac{5}{2}} - 6f_{\frac{7}{2}}$	36623.351 [85]	40438.9 [85]	3815.549	2620.14	$1.77 \times 10^{-1}$	$1.29 \times 10^6$
$4d_{\frac{5}{2}} - 6f_{\frac{5}{2}}$	36623.351 [85]	40438.9 [85]	3815.549	2620.14	$8.86 \times 10^{-3}$	$8.61 \times 10^4$
$4d_{\frac{3}{2}} - 6f_{\frac{5}{2}}$	36623.336 [85]	40438.9 [85]	3815.564	2620.13	$1.86 \times 10^{-1}$	$1.20 \times 10^6$
$4f_{\frac{7}{2}} - 7d_{\frac{5}{2}}$	36628.336 [85]	41246.5 [102]	4618.164	2164.77	$5.78 \times 10^{-4}$	$1.10 \times 10^4$
$4f_{\frac{5}{2}} - 7d_{\frac{5}{2}}$	36628.329 [85]	41246.5 [102]	4618.171	2164.77	$3.85 \times 10^{-5}$	$5.48 \times 10^2$
$4f_{\frac{5}{2}} - 7d_{\frac{3}{2}}$	36628.329 [85]	41246.5 [102]	4618.171	2164.77	$5.39 \times 10^{-4}$	$1.15 \times 10^4$
$4f_{\frac{7}{2}} - 7g_{\frac{9}{2}}$	36628.336 [85]	41246.8 [103]	4618.464	2164.63	$5.66 \times 10^{-2}$	$6.44 \times 10^5$
$4f_{\frac{7}{2}} - 7g_{\frac{7}{2}}$	36628.336 [85]	41246.8 [103]	4618.464	2164.63	$1.62 \times 10^{-3}$	$2.30 \times 10^4$
$4f_{\frac{5}{2}} - 7g_{\frac{7}{2}}$	36628.329 [85]	41246.8 [103]	4618.471	2164.63	$5.82 \times 10^{-2}$	$6.21 \times 10^5$
$4f_{\frac{7}{2}} - 8d_{\frac{5}{2}}$	36628.336 [85]	41771.3 [102]	5142.964	1943.87	$2.82 \times 10^{-4}$	$6.64 \times 10^3$
$4f_{\frac{5}{2}} - 8d_{\frac{5}{2}}$	36628.329 [85]	41771.3 [102]	5142.971	1943.87	$1.88 \times 10^{-5}$	$3.32 \times 10^2$
$4f_{\frac{5}{2}} - 8d_{\frac{3}{2}}$	36628.329 [85]	41771.3 [102]	5142.971	1943.87	$2.63 \times 10^{-4}$	$6.97 \times 10^3$
$4f_{\frac{7}{2}} - 8g_{\frac{9}{2}}$	36628.336 [85]	41771.9 [103]	5143.564	1943.65	$2.57 \times 10^{-2}$	$3.63 \times 10^5$
$4f_{\frac{7}{2}} - 8g_{\frac{7}{2}}$	36628.336 [85]	41771.9 [103]	5143.564	1943.65	$7.34 \times 10^{-4}$	$1.30 \times 10^4$
$4f_{\frac{5}{2}} - 8g_{\frac{7}{2}}$	36628.329 [85]	41771.9 [103]	5143.571	1943.64	$2.64 \times 10^{-2}$	$3.50 \times 10^5$
$3d_{\frac{5}{2}} - 4f_{\frac{5}{2}}$	31283.087 [85]	36628.329 [85]	5345.242	1870.31	$4.84 \times 10^{-2}$	$9.22 \times 10^5$
$3d_{\frac{5}{2}} - 4f_{\frac{7}{2}}$	31283.087 [85]	36628.336 [85]	5345.249	1870.31	$9.68 \times 10^{-1}$	$1.38 \times 10^7$
$3d_{\frac{3}{2}} - 4f_{\frac{5}{2}}$	31283.051 [85]	36628.329 [85]	5345.278	1870.30	1.02	$1.29 \times 10^7$
$4f_{\frac{7}{2}} - 9d_{\frac{5}{2}}$	36628.336 [85]	42131.3 [102]	5502.964	1816.71	$1.62 \times 10^{-4}$	$4.36 \times 10^3$
$4f_{\frac{5}{2}} - 9d_{\frac{5}{2}}$	36628.329 [85]	42131.3 [102]	5502.971	1816.70	$1.08 \times 10^{-5}$	$2.18 \times 10^2$
$4f_{\frac{5}{2}} - 9d_{\frac{3}{2}}$	36628.329 [85]	42131.3 [102]	5502.971	1816.70	$1.51 \times 10^{-4}$	$4.58 \times 10^3$
$4f_{\frac{7}{2}} - 10d_{\frac{5}{2}}$	36628.336 [85]	42389. [102]	5760.664	1735.44	$1.02 \times 10^{-4}$	$3.01 \times 10^3$
$4f_{\frac{5}{2}} - 10d_{\frac{5}{2}}$	36628.329 [85]	42389. [102]	5760.671	1735.43	$6.80 \times 10^{-6}$	$1.51 \times 10^2$
$4f_{\frac{5}{2}} - 10d_{\frac{3}{2}}$	36628.329 [85]	42389. [102]	5760.671	1735.43	$9.52 \times 10^{-5}$	$3.16 \times 10^3$
$4f_{\frac{7}{2}} - 11d_{\frac{5}{2}}$	36628.336 [85]	42578. [102]	5949.664	1680.31	$7.80 \times 10^{-5}$	$2.46 \times 10^3$
$4f_{\frac{5}{2}} - 11d_{\frac{5}{2}}$	36628.329 [85]	42578. [102]	5949.671	1680.31	$5.20 \times 10^{-6}$	$1.23 \times 10^2$
$4f_{\frac{5}{2}} - 11d_{\frac{3}{2}}$	36628.329 [85]	42578. [102]	5949.671	1680.31	$7.28 \times 10^{-5}$	$2.58 \times 10^3$
$4f_{\frac{7}{2}} - 12d_{\frac{5}{2}}$	36628.336 [85]	42725. [102]	6096.664	1639.79	$4.75 \times 10^{-5}$	$1.57 \times 10^3$
$4f_{\frac{5}{2}} - 12d_{\frac{5}{2}}$	36628.329 [85]	42725. [102]	6096.671	1639.79	$3.16 \times 10^{-6}$	$7.84 \times 10^1$

Таблица А.1. continued.

Transition $i-k$	Lower level ( $\text{cm}^{-1}$ )	Upper level ( $\text{cm}^{-1}$ )	$\nu$ ( $\text{cm}^{-1}$ )	$\lambda$ (nm)	$f_{ik}$	$A_{ki}$ ( $\text{s}^{-1}$ )
$4f_{\frac{5}{2}} - 12d_{\frac{3}{2}}$	36628.329 [85]	42725. [102]	6096.671	1639.79	$4.43 \times 10^{-5}$	$1.65 \times 10^3$
$3d_{\frac{5}{2}} - 5f_{\frac{5}{2}}$	31283.087 [85]	39097.499 [85]	7814.412	1279.34	$7.48 \times 10^{-3}$	$3.05 \times 10^5$
$3d_{\frac{5}{2}} - 5f_{\frac{7}{2}}$	31283.087 [85]	39097.503 [85]	7814.416	1279.34	$1.50 \times 10^{-1}$	$4.57 \times 10^6$
$3d_{\frac{3}{2}} - 5f_{\frac{5}{2}}$	31283.051 [85]	39097.499 [85]	7814.449	1279.33	$1.57 \times 10^{-1}$	$4.26 \times 10^6$
$3d_{\frac{5}{2}} - 6f_{\frac{7}{2}}$	31283.087 [85]	40438.9 [85]	9155.813	1091.90	$5.15 \times 10^{-2}$	$2.16 \times 10^6$
$3d_{\frac{5}{2}} - 6f_{\frac{5}{2}}$	31283.087 [85]	40438.9 [85]	9155.813	1091.90	$2.58 \times 10^{-3}$	$1.44 \times 10^5$
$3d_{\frac{3}{2}} - 6f_{\frac{5}{2}}$	31283.051 [85]	40438.9 [85]	9155.85	1091.90	$5.41 \times 10^{-2}$	$2.02 \times 10^6$

Таблица А.2. Вычисленные методом квантового дефекта силы осцилляторов  $f_{ik}$  и вероятности переходов  $A_{ki}$  атома Na I. Энергии уровней взяты из таблицы 3.6

Transition $i-k$	Lower level ( $\text{cm}^{-1}$ )	Upper level ( $\text{cm}^{-1}$ )	$\nu$ ( $\text{cm}^{-1}$ )	$\lambda$ (nm)	$f_{ik}$	$A_{ki}$ ( $\text{c}^{-1}$ )
$5d_{\frac{3}{2}} - 6p_{\frac{3}{2}}$	37036.772 [122, 123]	37297.622	260.85	38325.8	$5.59 \times 10^{-2}$	$2.54 \times 10^3$
$5d_{\frac{3}{2}} - 6p_{\frac{1}{2}}$	37036.772 [122, 123]	37297.622	260.85	38325.8	$2.79 \times 10^{-1}$	$2.54 \times 10^4$
$5d_{\frac{5}{2}} - 6p_{\frac{3}{2}}$	37036.752 [122, 123]	37297.622	260.87	38322.8	$3.35 \times 10^{-1}$	$2.28 \times 10^4$
$4d_{\frac{3}{2}} - 5p_{\frac{1}{2}}$	34548.764 [122, 123]	35040.387	491.623	20335.2	$1.91 \times 10^{-1}$	$6.14 \times 10^4$
$4d_{\frac{3}{2}} - 5p_{\frac{3}{2}}$	34548.764 [122, 123]	35042.862	494.098	20233.4	$3.83 \times 10^{-2}$	$6.23 \times 10^3$
$4d_{\frac{5}{2}} - 5p_{\frac{3}{2}}$	34548.729 [122, 123]	35042.862	494.133	20232.0	$2.30 \times 10^{-1}$	$5.61 \times 10^4$
$6p_{\frac{3}{2}} - 7s_{\frac{1}{2}}$	37297.622	38012.042 [122, 123]	714.42	13993.6	$5.91 \times 10^{-1}$	$4.02 \times 10^5$
$6p_{\frac{1}{2}} - 7s_{\frac{1}{2}}$	37297.622	38012.042 [122, 123]	714.42	13993.6	$5.91 \times 10^{-1}$	$2.01 \times 10^5$
$6g_{\frac{9}{2}} - 7h_{\frac{9}{2}}$	38400.865	39209.681	808.786	12361.2	$2.78 \times 10^{-2}$	$1.21 \times 10^4$
$6g_{\frac{9}{2}} - 7h_{\frac{11}{2}}$	38400.865	39209.681	808.786	12361.2	1.50	$5.46 \times 10^5$
$6g_{\frac{7}{2}} - 7h_{\frac{9}{2}}$	38400.865	39209.681	808.786	12361.2	1.53	$5.34 \times 10^5$
$6s_{\frac{1}{2}} - 6p_{\frac{3}{2}}$	36372.618 [122, 123]	37297.622	925.012	10807.7	1.53	$4.38 \times 10^5$
$6s_{\frac{1}{2}} - 6p_{\frac{1}{2}}$	36372.618 [122, 123]	37297.622	925.012	10807.7	$7.67 \times 10^{-1}$	$4.38 \times 10^5$
$6p_{\frac{3}{2}} - 6d_{\frac{5}{2}}$	37297.622	38387.255 [122, 123]	1089.633	9174.90	1.05	$5.55 \times 10^5$
$6p_{\frac{3}{2}} - 6d_{\frac{3}{2}}$	37297.622	38387.268 [122, 123]	1089.646	9174.79	$1.17 \times 10^{-1}$	$9.25 \times 10^4$
$6p_{\frac{1}{2}} - 6d_{\frac{3}{2}}$	37297.622	38387.268 [122, 123]	1089.646	9174.79	1.17	$4.63 \times 10^5$
$3d_{\frac{3}{2}} - 4p_{\frac{1}{2}}$	29172.887 [122, 123]	30266.991	1094.097	9137.46	$9.75 \times 10^{-2}$	$1.56 \times 10^5$
$3d_{\frac{3}{2}} - 4p_{\frac{3}{2}}$	29172.887 [122, 123]	30272.586	1099.699	9090.92	$1.96 \times 10^{-2}$	$1.58 \times 10^4$
$3d_{\frac{5}{2}} - 4p_{\frac{3}{2}}$	29172.837 [122, 123]	30272.586	1099.744	9090.55	$1.17 \times 10^{-1}$	$1.42 \times 10^5$
$5f_{\frac{7}{2}} - 6d_{\frac{5}{2}}$	37057.658	38387.255 [122, 123]	1329.597	7519.03	$2.70 \times 10^{-2}$	$4.25 \times 10^4$
$5f_{\frac{5}{2}} - 6d_{\frac{5}{2}}$	37057.658	38387.255 [122, 123]	1329.597	7519.03	$1.80 \times 10^{-3}$	$2.13 \times 10^3$
$5f_{\frac{5}{2}} - 6d_{\frac{3}{2}}$	37057.658	38387.268 [122, 123]	1329.61	7518.95	$2.52 \times 10^{-2}$	$4.46 \times 10^4$
$5p_{\frac{3}{2}} - 6s_{\frac{1}{2}}$	35042.862	36372.618 [122, 123]	1329.751	7518.16	$4.52 \times 10^{-1}$	$1.07 \times 10^6$
$5p_{\frac{1}{2}} - 6s_{\frac{1}{2}}$	35040.387	36372.618 [122, 123]	1332.218	7504.23	$4.51 \times 10^{-1}$	$5.34 \times 10^5$
$5g_{\frac{9}{2}} - 6h_{\frac{9}{2}}$	37059.497	38401.148	1341.651	7451.47	$3.11 \times 10^{-2}$	$3.74 \times 10^4$
$5g_{\frac{9}{2}} - 6h_{\frac{11}{2}}$	37059.497	38401.148	1341.651	7451.47	1.68	$1.68 \times 10^6$
$5g_{\frac{7}{2}} - 6h_{\frac{9}{2}}$	37059.497	38401.148	1341.651	7451.47	1.71	$1.65 \times 10^6$
$5f_{\frac{7}{2}} - 6g_{\frac{9}{2}}$	37057.658	38400.865	1343.194	7442.91	1.15	$1.11 \times 10^6$
$5f_{\frac{7}{2}} - 6g_{\frac{7}{2}}$	37057.658	38400.865	1343.194	7442.91	$3.29 \times 10^{-2}$	$3.95 \times 10^4$
$5f_{\frac{5}{2}} - 6g_{\frac{7}{2}}$	37057.658	38400.865	1343.194	7442.91	1.18	$1.07 \times 10^6$
$5s_{\frac{1}{2}} - 5p_{\frac{1}{2}}$	33200.673 [122, 123]	35040.387	1839.707	5434.17	$6.24 \times 10^{-1}$	$1.41 \times 10^6$
$5s_{\frac{1}{2}} - 5p_{\frac{3}{2}}$	33200.673 [122, 123]	35042.862	1842.185	5426.86	1.25	$1.41 \times 10^6$
$5p_{\frac{3}{2}} - 5d_{\frac{5}{2}}$	35042.862	37036.752 [122, 123]	1993.867	5014.01	$9.50 \times 10^{-1}$	$1.68 \times 10^6$
$5p_{\frac{3}{2}} - 5d_{\frac{3}{2}}$	35042.862	37036.772 [122, 123]	1993.91	5013.90	$1.06 \times 10^{-1}$	$2.80 \times 10^5$
$5p_{\frac{1}{2}} - 5d_{\frac{3}{2}}$	35040.387	37036.772 [122, 123]	1996.353	5007.77	1.05	$1.40 \times 10^6$

Таблица А.2. continued.

Transition $i-k$	Lower level (cm <sup>-1</sup> )	Upper level (cm <sup>-1</sup> )	$\nu$ (cm <sup>-1</sup> )	$\lambda$ (nm)	$f_{ik}$	$A_{ki}$ (s <sup>-1</sup> )
$5g_{\frac{9}{2}} - 7h_{\frac{9}{2}}$	37059.497	39209.681	2150.197	4649.47	$4.30 \times 10^{-3}$	$1.32 \times 10^4$
$5g_{\frac{9}{2}} - 7h_{\frac{11}{2}}$	37059.497	39209.681	2150.197	4649.47	$2.32 \times 10^{-1}$	$5.96 \times 10^5$
$5g_{\frac{7}{2}} - 7h_{\frac{9}{2}}$	37059.497	39209.681	2150.197	4649.47	$2.36 \times 10^{-1}$	$5.83 \times 10^5$
$4f_{\frac{7}{2}} - 5d_{\frac{5}{2}}$	34586.897	37036.752 [122, 123]	2449.855	4080.76	$1.04 \times 10^{-2}$	$5.56 \times 10^4$
$4f_{\frac{5}{2}} - 5d_{\frac{5}{2}}$	34586.893	37036.752 [122, 123]	2449.859	4080.75	$6.94 \times 10^{-4}$	$2.78 \times 10^3$
$4f_{\frac{5}{2}} - 5d_{\frac{3}{2}}$	34586.893	37036.772 [122, 123]	2449.879	4080.72	$9.72 \times 10^{-3}$	$5.84 \times 10^4$
$4f_{\frac{7}{2}} - 5g_{\frac{9}{2}}$	34586.897	37059.497	2472.603	4043.22	1.31	$4.27 \times 10^6$
$4f_{\frac{7}{2}} - 5g_{\frac{7}{2}}$	34586.897	37059.497	2472.603	4043.22	$3.74 \times 10^{-2}$	$1.52 \times 10^5$
$4f_{\frac{5}{2}} - 5g_{\frac{7}{2}}$	34586.893	37059.497	2472.603	4043.22	1.35	$4.12 \times 10^6$
$4d_{\frac{3}{2}} - 5f_{\frac{5}{2}}$	34548.764 [122, 123]	37057.658	2508.894	3984.73	$8.62 \times 10^{-1}$	$2.41 \times 10^6$
$4d_{\frac{5}{2}} - 5f_{\frac{7}{2}}$	34548.729 [122, 123]	37057.658	2508.928	3984.68	$8.21 \times 10^{-1}$	$2.59 \times 10^6$
$4d_{\frac{5}{2}} - 5f_{\frac{5}{2}}$	34548.729 [122, 123]	37057.658	2508.928	3984.68	$4.11 \times 10^{-2}$	$1.72 \times 10^5$
$4p_{\frac{3}{2}} - 5s_{\frac{1}{2}}$	30272.586	33200.673 [122, 123]	2928.083	3414.27	$3.10 \times 10^{-1}$	$3.55 \times 10^6$
$4p_{\frac{1}{2}} - 5s_{\frac{1}{2}}$	30266.991	33200.673 [122, 123]	2933.671	3407.77	$3.10 \times 10^{-1}$	$1.78 \times 10^6$
$5p_{\frac{3}{2}} - 7s_{\frac{1}{2}}$	35042.862	38012.042 [122, 123]	2969.160	3367.04	$3.17 \times 10^{-2}$	$3.73 \times 10^5$
$5p_{\frac{1}{2}} - 7s_{\frac{1}{2}}$	35040.387	38012.042 [122, 123]	2971.655	3364.21	$3.18 \times 10^{-2}$	$1.87 \times 10^5$
$5p_{\frac{3}{2}} - 6d_{\frac{5}{2}}$	35042.862	38387.255 [122, 123]	3344.378	2989.28	$1.55 \times 10^{-1}$	$7.72 \times 10^5$
$5p_{\frac{3}{2}} - 6d_{\frac{3}{2}}$	35042.862	38387.268 [122, 123]	3344.406	2989.25	$1.72 \times 10^{-2}$	$1.29 \times 10^5$
$5p_{\frac{1}{2}} - 6d_{\frac{3}{2}}$	35040.387	38387.268 [122, 123]	3346.866	2987.06	$1.72 \times 10^{-1}$	$6.44 \times 10^5$
$4f_{\frac{7}{2}} - 6d_{\frac{5}{2}}$	34586.897	38387.255 [122, 123]	3800.358	2630.61	$1.85 \times 10^{-3}$	$2.38 \times 10^4$
$4f_{\frac{5}{2}} - 6d_{\frac{5}{2}}$	34586.893	38387.255 [122, 123]	3800.362	2630.61	$1.24 \times 10^{-4}$	$1.19 \times 10^3$
$4f_{\frac{5}{2}} - 6d_{\frac{3}{2}}$	34586.893	38387.268 [122, 123]	3800.375	2630.60	$1.73 \times 10^{-3}$	$2.50 \times 10^4$
$4f_{\frac{7}{2}} - 6g_{\frac{9}{2}}$	34586.897	38400.865	3813.968	2621.23	$1.78 \times 10^{-1}$	$1.38 \times 10^6$
$4f_{\frac{7}{2}} - 6g_{\frac{7}{2}}$	34586.897	38400.865	3813.968	2621.23	$5.08 \times 10^{-3}$	$4.93 \times 10^4$
$4f_{\frac{5}{2}} - 6g_{\frac{7}{2}}$	34586.893	38400.865	3813.972	2621.22	$1.83 \times 10^{-1}$	$1.33 \times 10^6$
$5s_{\frac{1}{2}} - 6p_{\frac{3}{2}}$	33200.673 [122, 123]	37297.622	4096.949	2440.17	$4.12 \times 10^{-2}$	$2.31 \times 10^5$
$5s_{\frac{1}{2}} - 6p_{\frac{1}{2}}$	33200.673 [122, 123]	37297.622	4096.949	2440.17	$2.06 \times 10^{-2}$	$2.31 \times 10^5$
$4p_{\frac{3}{2}} - 4d_{\frac{5}{2}}$	30272.586	34548.729 [122, 123]	4276.126	2337.93	$8.51 \times 10^{-1}$	$6.92 \times 10^6$
$4p_{\frac{3}{2}} - 4d_{\frac{3}{2}}$	30272.586	34548.764 [122, 123]	4276.178	2337.90	$9.45 \times 10^{-2}$	$1.15 \times 10^6$
$4p_{\frac{1}{2}} - 4d_{\frac{3}{2}}$	30266.991	34548.764 [122, 123]	4281.759	2334.85	$9.44 \times 10^{-1}$	$5.77 \times 10^6$
$4s_{\frac{1}{2}} - 4p_{\frac{1}{2}}$	25740.013	30266.991	4526.968	2208.38	$4.75 \times 10^{-1}$	$6.49 \times 10^6$
$4s_{\frac{1}{2}} - 4p_{\frac{3}{2}}$	25740.013	30272.586	4532.568	2205.65	$9.51 \times 10^{-1}$	$6.51 \times 10^6$
$3d_{\frac{3}{2}} - 4f_{\frac{5}{2}}$	29172.887 [122, 123]	34586.893	5414.005	1846.56	1.01	$1.31 \times 10^7$
$3d_{\frac{5}{2}} - 4f_{\frac{5}{2}}$	29172.837 [122, 123]	34586.893	5414.06	1846.54	$4.79 \times 10^{-2}$	$9.37 \times 10^5$
$3d_{\frac{5}{2}} - 4f_{\frac{7}{2}}$	29172.837 [122, 123]	34586.897	5414.063	1846.54	$9.59 \times 10^{-1}$	$1.41 \times 10^7$
$3d_{\frac{3}{2}} - 5p_{\frac{1}{2}}$	29172.887 [122, 123]	35040.387	5867.5	1703.84	$1.42 \times 10^{-4}$	$6.52 \times 10^3$

Таблица А.2. continued.

Transition $i-k$	Lower level ( $\text{cm}^{-1}$ )	Upper level ( $\text{cm}^{-1}$ )	$\nu$ ( $\text{cm}^{-1}$ )	$\lambda$ (nm)	$f_{ik}$	$A_{ki}$ ( $\text{s}^{-1}$ )
$3d_{\frac{3}{2}} - 5p_{\frac{3}{2}}$	29172.887 [122, 123]	35042.862	5869.975	1703.12	$2.65 \times 10^{-5}$	$6.10 \times 10^2$
$3d_{\frac{5}{2}} - 5p_{\frac{3}{2}}$	29172.837 [122, 123]	35042.862	5870.025	1703.11	$1.59 \times 10^{-4}$	$5.48 \times 10^3$
$4p_{\frac{3}{2}} - 6s_{\frac{1}{2}}$	30272.586	36372.618 [122, 123]	6100.032	1638.89	$2.31 \times 10^{-2}$	$1.15 \times 10^6$
$4p_{\frac{1}{2}} - 6s_{\frac{1}{2}}$	30266.991	36372.618 [122, 123]	6105.627	1637.39	$2.32 \times 10^{-2}$	$5.76 \times 10^5$
$4p_{\frac{3}{2}} - 5d_{\frac{5}{2}}$	30272.586	37036.752 [122, 123]	6764.166	1477.97	$1.27 \times 10^{-1}$	$2.59 \times 10^6$
$4p_{\frac{3}{2}} - 5d_{\frac{3}{2}}$	30272.586	37036.772 [122, 123]	6764.186	1477.97	$1.41 \times 10^{-2}$	$4.31 \times 10^5$
$4p_{\frac{1}{2}} - 5d_{\frac{3}{2}}$	30266.991	37036.772 [122, 123]	6769.781	1476.75	$1.41 \times 10^{-1}$	$2.16 \times 10^6$
$4p_{\frac{3}{2}} - 7s_{\frac{1}{2}}$	30272.586	38012.042 [122, 123]	7739.456	1291.73	$7.28 \times 10^{-3}$	$5.82 \times 10^5$
$4p_{\frac{1}{2}} - 7s_{\frac{1}{2}}$	30266.991	38012.042 [122, 123]	7745.051	1290.79	$7.30 \times 10^{-3}$	$2.92 \times 10^5$
$3d_{\frac{3}{2}} - 5f_{\frac{5}{2}}$	29172.887 [122, 123]	37057.658	7884.771	1267.92	$1.59 \times 10^{-1}$	$4.41 \times 10^6$
$3d_{\frac{5}{2}} - 5f_{\frac{7}{2}}$	29172.837 [122, 123]	37057.658	7884.821	1267.91	$1.52 \times 10^{-1}$	$4.72 \times 10^6$
$3d_{\frac{5}{2}} - 5f_{\frac{5}{2}}$	29172.837 [122, 123]	37057.658	7884.821	1267.91	$7.59 \times 10^{-3}$	$3.15 \times 10^5$
$4p_{\frac{3}{2}} - 6d_{\frac{5}{2}}$	30272.586	38387.255 [122, 123]	8114.669	1232.00	$4.40 \times 10^{-2}$	$1.29 \times 10^6$
$4p_{\frac{3}{2}} - 6d_{\frac{3}{2}}$	30272.586	38387.268 [122, 123]	8114.682	1232.00	$4.88 \times 10^{-3}$	$2.15 \times 10^5$
$4p_{\frac{1}{2}} - 6d_{\frac{3}{2}}$	30266.991	38387.268 [122, 123]	8120.277	1231.15	$4.89 \times 10^{-2}$	$1.08 \times 10^6$
$3d_{\frac{3}{2}} - 6p_{\frac{3}{2}}$	29172.887 [122, 123]	37297.622	8124.735	1230.47	$4.86 \times 10^{-6}$	$2.14 \times 10^2$
$3d_{\frac{3}{2}} - 6p_{\frac{1}{2}}$	29172.887 [122, 123]	37297.622	8124.735	1230.47	$2.43 \times 10^{-5}$	$2.14 \times 10^3$
$3d_{\frac{5}{2}} - 6p_{\frac{3}{2}}$	29172.837 [122, 123]	37297.622	8124.785	1230.47	$2.91 \times 10^{-5}$	$1.93 \times 10^3$
$4s_{\frac{1}{2}} - 5p_{\frac{1}{2}}$	25740.013	35040.387	9300.374	1074.93	$1.25 \times 10^{-2}$	$7.22 \times 10^5$
$4s_{\frac{1}{2}} - 5p_{\frac{3}{2}}$	25740.013	35042.862	9302.849	1074.65	$2.53 \times 10^{-2}$	$7.30 \times 10^5$
$4s_{\frac{1}{2}} - 6p_{\frac{3}{2}}$	25740.013	37297.622	11557.609	864.993	$5.07 \times 10^{-3}$	$2.26 \times 10^5$
$4s_{\frac{1}{2}} - 6p_{\frac{1}{2}}$	25740.013	37297.622	11557.609	864.993	$2.54 \times 10^{-3}$	$2.26 \times 10^5$

Таблица А.3. Вычисленные методом QDT силы осцилляторов  $f_{ik}$  и вероятности переходов  $A_{ki}$ , включающих  $4snd$ ,  $4snf$ ,  $4sng$  и  $4snh$  уровни атома Ca I в диапазоне длин волн 800–9000  $\text{cm}^{-1}$ .

Transition $i-k$	Lower level ( $\text{cm}^{-1}$ )	Upper level ( $\text{cm}^{-1}$ )	$\nu$ ( $\text{cm}^{-1}$ )	$\lambda$ (nm)	$f_{ik}$	$A_{ki}$ ( $\text{c}^{-1}$ )
$4s6g \ ^1G_4-4s7h \ ^1H_5$	46231.7 [157]	47060.478 [157]	828.8	12062.7	$6.83 \times 10^5$	1.82
$4s6g \ ^3G_5-4s7h \ ^3H_6$	46231.051 [157]	47060.478 [157]	829.427	12053.2	$6.87 \times 10^5$	1.77
$4s6g \ ^3G_5-4s7h \ ^3H_5$	46231.051 [157]	47060.478 [157]	829.427	12053.2	$2.75 \times 10^4$	$5.99 \times 10^{-2}$
$4s6g \ ^3G_5-4s7h \ ^3H_4$	46231.051 [157]	47060.478 [157]	829.427	12053.2	$3.39 \times 10^2$	$6.05 \times 10^{-4}$
$4s6g \ ^3G_4-4s7h \ ^3H_5$	46231.033 [157]	47060.478 [157]	829.445	12053.0	$6.60 \times 10^5$	1.76
$4s6g \ ^3G_4-4s7h \ ^3H_4$	46231.033 [157]	47060.478 [157]	829.445	12053.0	$3.36 \times 10^4$	$7.32 \times 10^{-2}$
$4s6g \ ^3G_3-4s7h \ ^3H_4$	46231.014 [157]	47060.478 [157]	829.464	12052.7	$6.54 \times 10^5$	1.83
$4s6f \ ^1F_3-4s7g \ ^1G_4$	46182.399 [159]	47048.894 [157]	866.495	11537.6	$3.74 \times 10^5$	$9.61 \times 10^{-1}$
$4s6f \ ^3F_4-4s7g \ ^3G_4$	46164.971 [159]	47048.366 [157]	883.395	11316.9	$2.30 \times 10^4$	$4.41 \times 10^{-2}$
$4s6f \ ^3F_3-4s7g \ ^3G_4$	46164.785 [159]	47048.366 [157]	883.581	11314.5	$3.44 \times 10^5$	$8.50 \times 10^{-1}$
$4s6f \ ^3F_4-4s7g \ ^3G_3$	46164.971 [159]	47048.619 [157]	883.648	11313.6	$4.68 \times 10^2$	$6.99 \times 10^{-4}$
$4s6f \ ^3F_4-4s7g \ ^3G_5$	46164.971 [159]	47048.645 [157]	883.674	11313.3	$3.67 \times 10^5$	$8.61 \times 10^{-1}$
$4s6f \ ^3F_3-4s7g \ ^3G_3$	46164.785 [159]	47048.619 [157]	883.834	11311.3	$2.95 \times 10^4$	$5.66 \times 10^{-2}$
$4s6f \ ^3F_2-4s7g \ ^3G_3$	46164.644 [159]	47048.619 [157]	883.975	11309.5	$3.37 \times 10^5$	$9.05 \times 10^{-1}$
$4s7s \ ^3S_1-4s7p \ ^3P_0$	43980.767 [159]	44955.67 [159]	974.90	10254.6	$4.76 \times 10^5$	$2.50 \times 10^{-1}$
$4s7s \ ^3S_1-4s7p \ ^3P_1$	43980.767 [159]	44957.655 [159]	976.888	10233.8	$4.78 \times 10^5$	$7.51 \times 10^{-1}$
$4s7s \ ^3S_1-4s7p \ ^3P_2$	43980.767 [159]	44961.757 [159]	980.990	10191.0	$4.82 \times 10^5$	1.25
$4s6s \ ^1S_0-4s6p \ ^1P_1$	40690.435 [159]	41679.008 [159]	988.573	10112.8	$2.46 \times 10^5$	1.13
$4s6d \ ^3D_3-4s6f \ ^3F_2$	45052.374 [159]	46164.644 [159]	1112.270	8988.17	$3.60 \times 10^3$	$3.12 \times 10^{-3}$
$4s6d \ ^3D_3-4s6f \ ^3F_3$	45052.374 [159]	46164.785 [159]	1112.411	8987.03	$9.00 \times 10^4$	$1.09 \times 10^{-1}$
$4s6d \ ^3D_3-4s6f \ ^3F_4$	45052.374 [159]	46164.971 [159]	1112.597	8985.53	$8.10 \times 10^5$	1.26
$4s6d \ ^3D_2-4s6f \ ^3F_2$	45050.419 [159]	46164.644 [159]	1114.225	8972.40	$1.26 \times 10^5$	$1.52 \times 10^{-1}$
$4s6d \ ^3D_2-4s6f \ ^3F_3$	45050.419 [159]	46164.785 [159]	1114.366	8971.27	$7.21 \times 10^5$	1.22
$4s6d \ ^3D_1-4s6f \ ^3F_2$	45049.073 [159]	46164.644 [159]	1115.571	8961.58	$6.82 \times 10^5$	1.37
$4s7s \ ^1S_0-4s7p \ ^1P_1$	44276.538 [159]	45425.358 [159]	1148.82	8702.21	$6.06 \times 10^5$	2.06
$4s5p \ ^3P_2-4s4d \ ^3D_1$	36575.119 [159]	37748.197 [159]	1173.078	8522.26	$4.38 \times 10^3$	$2.87 \times 10^{-3}$
$4s5p \ ^3P_2-4s4d \ ^3D_2$	36575.119 [159]	37751.867 [159]	1176.748	8495.68	$3.99 \times 10^4$	$4.31 \times 10^{-2}$
$4s5p \ ^3P_2-4s4d \ ^3D_3$	36575.119 [159]	37757.449 [159]	1182.330	8455.57	$1.62 \times 10^5$	$2.43 \times 10^{-1}$
$4s6d \ ^1D_2-4s6f \ ^1F_3$	44989.83 [159]	46182.399 [159]	1192.57	8382.97	$8.24 \times 10^5$	1.22
$4s5p \ ^3P_1-4s4d \ ^3D_1$	36554.749 [159]	37748.197 [159]	1193.448	8376.80	$6.92 \times 10^4$	$7.29 \times 10^{-2}$
$4s5p \ ^3P_1-4s4d \ ^3D_2$	36554.749 [159]	37751.867 [159]	1197.118	8351.12	$1.26 \times 10^5$	$2.19 \times 10^{-1}$
$4s5p \ ^3P_0-4s4d \ ^3D_1$	36547.688 [159]	37748.197 [159]	1200.509	8327.53	$9.39 \times 10^4$	$2.93 \times 10^{-1}$
$4s6p \ ^1P_1-4s5d \ ^1D_2$	41679.008 [159]	42919.053 [159]	1240.045	8062.03	$6.77 \times 10^5$	1.10
$4s5g \ ^3G_3-4s6f \ ^3F_2$	44874.818 [157]	46164.644 [159]	1289.826	7750.87	$3.03 \times 10^4$	$1.95 \times 10^{-2}$

Таблица А.3. continued.

Transition $i-k$	Lower level (cm <sup>-1</sup> )	Upper level (cm <sup>-1</sup> )	$\nu$ (cm <sup>-1</sup> )	$\lambda$ (nm)	$f_{ik}$	$A_{ki}$ (s <sup>-1</sup> )
4s5g <sup>3</sup> G <sub>4</sub> -4s6f <sup>3</sup> F <sub>3</sub>	44874.844 [157]	46164.785 [159]	1289.941	7750.18	2.84 × 10 <sup>4</sup>	1.99 × 10 <sup>-2</sup>
4s5g <sup>3</sup> G <sub>3</sub> -4s6f <sup>3</sup> F <sub>3</sub>	44874.818 [157]	46164.785 [159]	1289.967	7750.02	1.89 × 10 <sup>3</sup>	1.70 × 10 <sup>-3</sup>
4s5g <sup>3</sup> G <sub>5</sub> -4s6f <sup>3</sup> F <sub>4</sub>	44874.875 [157]	46164.971 [159]	1290.096	7749.25	2.87 × 10 <sup>4</sup>	2.12 × 10 <sup>-2</sup>
4s5g <sup>3</sup> G <sub>4</sub> -4s6f <sup>3</sup> F <sub>4</sub>	44874.844 [157]	46164.971 [159]	1290.127	7749.06	1.47 × 10 <sup>3</sup>	1.32 × 10 <sup>-3</sup>
4s5g <sup>3</sup> G <sub>3</sub> -4s6f <sup>3</sup> F <sub>4</sub>	44874.818 [157]	46164.971 [159]	1290.153	7748.91	2.33 × 10 <sup>1</sup>	2.70 × 10 <sup>-5</sup>
4s5g <sup>1</sup> G <sub>4</sub> -4s6f <sup>1</sup> F <sub>3</sub>	44874.149 [157]	46182.399 [159]	1308.25	7641.72	2.57 × 10 <sup>4</sup>	1.75 × 10 <sup>-2</sup>
4s5g <sup>3</sup> G <sub>5</sub> -4s6h <sup>3</sup> H <sub>6</sub>	44874.875 [157]	46249.15 [157]	1374.28	7274.58	3.47 × 10 <sup>6</sup>	3.26
4s5g <sup>3</sup> G <sub>5</sub> -4s6h <sup>3</sup> H <sub>5</sub>	44874.875 [157]	46249.15 [157]	1374.28	7274.58	1.39 × 10 <sup>5</sup>	1.10 × 10 <sup>-1</sup>
4s5g <sup>3</sup> G <sub>5</sub> -4s6h <sup>3</sup> H <sub>4</sub>	44874.875 [157]	46249.15 [157]	1374.28	7274.58	1.72 × 10 <sup>3</sup>	1.11 × 10 <sup>-3</sup>
4s5g <sup>3</sup> G <sub>4</sub> -4s6h <sup>3</sup> H <sub>5</sub>	44874.844 [157]	46249.15 [157]	1374.31	7274.42	3.34 × 10 <sup>6</sup>	3.24
4s5g <sup>3</sup> G <sub>4</sub> -4s6h <sup>3</sup> H <sub>4</sub>	44874.844 [157]	46249.15 [157]	1374.31	7274.42	1.70 × 10 <sup>5</sup>	1.35 × 10 <sup>-1</sup>
4s5g <sup>3</sup> G <sub>3</sub> -4s6h <sup>3</sup> H <sub>4</sub>	44874.818 [157]	46249.15 [157]	1374.33	7274.28	3.31 × 10 <sup>6</sup>	3.37
4s5g <sup>1</sup> G <sub>4</sub> -4s6h <sup>1</sup> H <sub>5</sub>	44874.149 [157]	46249.15 [157]	1375.00	7270.74	3.51 × 10 <sup>6</sup>	3.41
4s5f <sup>1</sup> F <sub>3</sub> -4s6g <sup>1</sup> G <sub>4</sub>	44804.878 [159]	46231.7 [157]	1426.8	7006.67	1.18 × 10 <sup>6</sup>	1.12
4s6p <sup>3</sup> P <sub>2</sub> -4s7s <sup>3</sup> S <sub>1</sub>	42526.591 [159]	43980.767 [159]	1454.176	6874.87	1.02 × 10 <sup>6</sup>	4.33 × 10 <sup>-1</sup>
4s6p <sup>3</sup> P <sub>1</sub> -4s7s <sup>3</sup> S <sub>1</sub>	42518.708 [159]	43980.767 [159]	1462.059	6837.80	6.16 × 10 <sup>5</sup>	4.32 × 10 <sup>-1</sup>
4s6p <sup>3</sup> P <sub>0</sub> -4s7s <sup>3</sup> S <sub>1</sub>	42514.845 [159]	43980.767 [159]	1465.922	6819.79	2.06 × 10 <sup>5</sup>	4.31 × 10 <sup>-1</sup>
4s5f <sup>3</sup> F <sub>4</sub> -4s6g <sup>3</sup> G <sub>3</sub>	44763.118 [159]	46231.014 [157]	1467.896	6810.61	1.51 × 10 <sup>3</sup>	8.18 × 10 <sup>-4</sup>
4s5f <sup>3</sup> F <sub>4</sub> -4s6g <sup>3</sup> G <sub>4</sub>	44763.118 [159]	46231.033 [157]	1467.915	6810.53	7.41 × 10 <sup>4</sup>	5.16 × 10 <sup>-2</sup>
4s5f <sup>3</sup> F <sub>4</sub> -4s6g <sup>3</sup> G <sub>5</sub>	44763.118 [159]	46231.051 [157]	1467.933	6810.44	1.19 × 10 <sup>6</sup>	1.01
4s5f <sup>3</sup> F <sub>3</sub> -4s6g <sup>3</sup> G <sub>3</sub>	44762.839 [159]	46231.014 [157]	1468.175	6809.32	9.53 × 10 <sup>4</sup>	6.63 × 10 <sup>-2</sup>
4s5f <sup>3</sup> F <sub>3</sub> -4s6g <sup>3</sup> G <sub>4</sub>	44762.839 [159]	46231.033 [157]	1468.194	6809.23	1.11 × 10 <sup>6</sup>	9.94 × 10 <sup>-1</sup>
4s5f <sup>3</sup> F <sub>2</sub> -4s6g <sup>3</sup> G <sub>3</sub>	44762.62 [159]	46231.014 [157]	1468.39	6808.31	1.09 × 10 <sup>6</sup>	1.06
4s5d <sup>1</sup> D <sub>2</sub> -4s5f <sup>1</sup> F <sub>3</sub>	42919.053 [159]	44804.878 [159]	1885.825	5301.27	2.28 × 10 <sup>6</sup>	1.35
4s5d <sup>3</sup> D <sub>3</sub> -4s5f <sup>3</sup> F <sub>2</sub>	42747.387 [159]	44762.62 [159]	2015.23	4960.85	1.11 × 10 <sup>4</sup>	2.94 × 10 <sup>-3</sup>
4s5d <sup>3</sup> D <sub>3</sub> -4s5f <sup>3</sup> F <sub>3</sub>	42747.387 [159]	44762.839 [159]	2015.452	4960.31	2.79 × 10 <sup>5</sup>	1.03 × 10 <sup>-1</sup>
4s5d <sup>3</sup> D <sub>3</sub> -4s5f <sup>3</sup> F <sub>4</sub>	42747.387 [159]	44763.118 [159]	2015.731	4959.63	2.51 × 10 <sup>6</sup>	1.19
4s5d <sup>3</sup> D <sub>2</sub> -4s5f <sup>3</sup> F <sub>2</sub>	42744.716 [159]	44762.62 [159]	2017.90	4954.29	3.91 × 10 <sup>5</sup>	1.44 × 10 <sup>-1</sup>
4s5d <sup>3</sup> D <sub>2</sub> -4s5f <sup>3</sup> F <sub>3</sub>	42744.716 [159]	44762.839 [159]	2018.123	4953.75	2.23 × 10 <sup>6</sup>	1.15
4s5d <sup>3</sup> D <sub>1</sub> -4s5f <sup>3</sup> F <sub>2</sub>	42743.002 [159]	44762.62 [159]	2019.62	4950.08	2.11 × 10 <sup>6</sup>	1.29
4s6s <sup>3</sup> S <sub>1</sub> -4s6p <sup>3</sup> P <sub>0</sub>	40474.241 [159]	42514.845 [159]	2040.604	4899.17	1.68 × 10 <sup>6</sup>	2.02 × 10 <sup>-1</sup>
4s6s <sup>3</sup> S <sub>1</sub> -4s6p <sup>3</sup> P <sub>1</sub>	40474.241 [159]	42518.708 [159]	2044.467	4889.92	1.69 × 10 <sup>6</sup>	6.06 × 10 <sup>-1</sup>
4s6s <sup>3</sup> S <sub>1</sub> -4s6p <sup>3</sup> P <sub>2</sub>	40474.241 [159]	42526.591 [159]	2052.350	4871.14	1.70 × 10 <sup>6</sup>	1.01
4s5g <sup>3</sup> G <sub>5</sub> -4s7h <sup>3</sup> H <sub>6</sub>	44874.875 [157]	47060.478 [157]	2185.603	4574.15	1.96 × 10 <sup>6</sup>	7.27 × 10 <sup>-1</sup>
4s5g <sup>3</sup> G <sub>5</sub> -4s7h <sup>3</sup> H <sub>5</sub>	44874.875 [157]	47060.478 [157]	2185.603	4574.15	7.85 × 10 <sup>4</sup>	2.46 × 10 <sup>-2</sup>
4s5g <sup>3</sup> G <sub>5</sub> -4s7h <sup>3</sup> H <sub>4</sub>	44874.875 [157]	47060.478 [157]	2185.603	4574.15	9.69 × 10 <sup>2</sup>	2.49 × 10 <sup>-4</sup>

Таблица А.3. continued.

Transition $i-k$	Lower level (cm <sup>-1</sup> )	Upper level (cm <sup>-1</sup> )	$\nu$ (cm <sup>-1</sup> )	$\lambda$ (nm)	$f_{ik}$	$A_{ki}$ (s <sup>-1</sup> )
4s5g <sup>3</sup> G <sub>4</sub> -4s7h <sup>3</sup> H <sub>5</sub>	44874.844 [157]	47060.478 [157]	2185.634	4574.08	1.88 × 10 <sup>6</sup>	7.23 × 10 <sup>-1</sup>
4s5g <sup>3</sup> G <sub>4</sub> -4s7h <sup>3</sup> H <sub>4</sub>	44874.844 [157]	47060.478 [157]	2185.634	4574.08	9.60 × 10 <sup>4</sup>	3.01 × 10 <sup>-2</sup>
4s5g <sup>3</sup> G <sub>3</sub> -4s7h <sup>3</sup> H <sub>4</sub>	44874.818 [157]	47060.478 [157]	2185.660	4574.03	1.87 × 10 <sup>6</sup>	7.53 × 10 <sup>-1</sup>
4s5g <sup>1</sup> G <sub>4</sub> -4s7h <sup>1</sup> H <sub>5</sub>	44874.149 [157]	47060.478 [157]	2186.329	4572.63	2.00 × 10 <sup>6</sup>	7.65 × 10 <sup>-1</sup>
4s5f <sup>1</sup> F <sub>3</sub> -4s7g <sup>1</sup> G <sub>4</sub>	44804.878 [159]	47048.894 [157]	2244.016	4455.08	6.43 × 10 <sup>5</sup>	2.46 × 10 <sup>-1</sup>
4s5f <sup>3</sup> F <sub>4</sub> -4s7g <sup>3</sup> G <sub>4</sub>	44763.118 [159]	47048.366 [157]	2285.248	4374.70	4.25 × 10 <sup>4</sup>	1.22 × 10 <sup>-2</sup>
4s5f <sup>3</sup> F <sub>4</sub> -4s7g <sup>3</sup> G <sub>3</sub>	44763.118 [159]	47048.619 [157]	2285.501	4374.22	8.68 × 10 <sup>2</sup>	1.94 × 10 <sup>-4</sup>
4s5f <sup>3</sup> F <sub>4</sub> -4s7g <sup>3</sup> G <sub>5</sub>	44763.118 [159]	47048.645 [157]	2285.527	4374.17	6.80 × 10 <sup>5</sup>	2.39 × 10 <sup>-1</sup>
4s5f <sup>3</sup> F <sub>3</sub> -4s7g <sup>3</sup> G <sub>4</sub>	44762.839 [159]	47048.366 [157]	2285.527	4374.17	6.38 × 10 <sup>5</sup>	2.36 × 10 <sup>-1</sup>
4s5f <sup>3</sup> F <sub>3</sub> -4s7g <sup>3</sup> G <sub>3</sub>	44762.839 [159]	47048.619 [157]	2285.780	4373.68	5.47 × 10 <sup>4</sup>	1.57 × 10 <sup>-2</sup>
4s5f <sup>3</sup> F <sub>2</sub> -4s7g <sup>3</sup> G <sub>3</sub>	44762.62 [159]	47048.619 [157]	2286.00	4373.26	6.25 × 10 <sup>5</sup>	2.51 × 10 <sup>-1</sup>
4s6p <sup>3</sup> P <sub>2</sub> -4s6d <sup>3</sup> D <sub>1</sub>	42526.591 [159]	45049.073 [159]	2522.482	3963.27	3.28 × 10 <sup>4</sup>	4.63 × 10 <sup>-3</sup>
4s6p <sup>3</sup> P <sub>2</sub> -4s6d <sup>3</sup> D <sub>2</sub>	42526.591 [159]	45050.419 [159]	2523.828	3961.15	2.94 × 10 <sup>5</sup>	6.92 × 10 <sup>-2</sup>
4s6p <sup>3</sup> P <sub>2</sub> -4s6d <sup>3</sup> D <sub>3</sub>	42526.591 [159]	45052.374 [159]	2525.783	3958.09	1.17 × 10 <sup>6</sup>	3.85 × 10 <sup>-1</sup>
4s6p <sup>3</sup> P <sub>1</sub> -4s6d <sup>3</sup> D <sub>1</sub>	42518.708 [159]	45049.073 [159]	2530.365	3950.92	4.88 × 10 <sup>5</sup>	1.14 × 10 <sup>-1</sup>
4s4f <sup>1</sup> F <sub>3</sub> -4s5g <sup>1</sup> G <sub>4</sub>	42343.587 [159]	44874.149 [157]	2530.562	3950.61	4.76 × 10 <sup>6</sup>	1.43
4s6p <sup>3</sup> P <sub>1</sub> -4s6d <sup>3</sup> D <sub>2</sub>	42518.708 [159]	45050.419 [159]	2531.711	3948.82	8.76 × 10 <sup>5</sup>	3.42 × 10 <sup>-1</sup>
4s6p <sup>3</sup> P <sub>0</sub> -4s6d <sup>3</sup> D <sub>1</sub>	42514.845 [159]	45049.073 [159]	2534.228	3944.90	6.49 × 10 <sup>5</sup>	4.55 × 10 <sup>-1</sup>
4s6p <sup>1</sup> P <sub>1</sub> -4s7s <sup>1</sup> S <sub>0</sub>	41679.008 [159]	44276.538 [159]	2597.53	3848.76	1.67 × 10 <sup>6</sup>	1.23 × 10 <sup>-1</sup>
4s4f <sup>1</sup> F <sub>3</sub> -4s6d <sup>1</sup> D <sub>2</sub>	42343.587 [159]	44989.83 [159]	2646.24	3777.91	1.65 × 10 <sup>4</sup>	2.52 × 10 <sup>-3</sup>
4s4f <sup>3</sup> F <sub>4</sub> -4s5g <sup>3</sup> G <sub>3</sub>	42171.026 [159]	44874.818 [157]	2703.792	3697.50	7.08 × 10 <sup>3</sup>	1.13 × 10 <sup>-3</sup>
4s4f <sup>3</sup> F <sub>4</sub> -4s5g <sup>3</sup> G <sub>4</sub>	42171.026 [159]	44874.844 [157]	2703.818	3697.47	3.47 × 10 <sup>5</sup>	7.11 × 10 <sup>-2</sup>
4s4f <sup>3</sup> F <sub>4</sub> -4s5g <sup>3</sup> G <sub>5</sub>	42171.026 [159]	44874.875 [157]	2703.849	3697.42	5.55 × 10 <sup>6</sup>	1.39
4s4f <sup>3</sup> F <sub>3</sub> -4s5g <sup>3</sup> G <sub>3</sub>	42170.558 [159]	44874.818 [157]	2704.260	3696.86	4.46 × 10 <sup>5</sup>	9.14 × 10 <sup>-2</sup>
4s4f <sup>3</sup> F <sub>3</sub> -4s5g <sup>3</sup> G <sub>4</sub>	42170.558 [159]	44874.844 [157]	2704.286	3696.83	5.20 × 10 <sup>6</sup>	1.37
4s4f <sup>3</sup> F <sub>2</sub> -4s5g <sup>3</sup> G <sub>3</sub>	42170.214 [159]	44874.818 [157]	2704.604	3696.39	5.10 × 10 <sup>6</sup>	1.46
4s4f <sup>3</sup> F <sub>2</sub> -4s6d <sup>3</sup> D <sub>1</sub>	42170.214 [159]	45049.073 [159]	2878.859	3472.65	4.06 × 10 <sup>2</sup>	4.40 × 10 <sup>-5</sup>
4s4f <sup>3</sup> F <sub>3</sub> -4s6d <sup>3</sup> D <sub>2</sub>	42170.558 [159]	45050.419 [159]	2879.861	3471.44	3.25 × 10 <sup>2</sup>	4.20 × 10 <sup>-5</sup>
4s4f <sup>3</sup> F <sub>2</sub> -4s6d <sup>3</sup> D <sub>2</sub>	42170.214 [159]	45050.419 [159]	2880.205	3471.03	4.02 × 10 <sup>1</sup>	7.26 × 10 <sup>-6</sup>
4s4f <sup>3</sup> F <sub>4</sub> -4s6d <sup>3</sup> D <sub>3</sub>	42171.026 [159]	45052.374 [159]	2881.348	3469.65	2.85 × 10 <sup>2</sup>	4.00 × 10 <sup>-5</sup>
4s4f <sup>3</sup> F <sub>3</sub> -4s6d <sup>3</sup> D <sub>3</sub>	42170.558 [159]	45052.374 [159]	2881.816	3469.09	2.42 × 10 <sup>1</sup>	4.37 × 10 <sup>-6</sup>
4s4f <sup>3</sup> F <sub>2</sub> -4s6d <sup>3</sup> D <sub>3</sub>	42170.214 [159]	45052.374 [159]	2882.160	3468.67	6.83 × 10 <sup>-1</sup>	1.73 × 10 <sup>-7</sup>
4s5d <sup>1</sup> D <sub>2</sub> -4s6f <sup>1</sup> F <sub>3</sub>	42919.053 [159]	46182.399 [159]	3263.346	3063.50	6.32 × 10 <sup>5</sup>	1.25 × 10 <sup>-1</sup>
4s6p <sup>1</sup> P <sub>1</sub> -4s6d <sup>1</sup> D <sub>2</sub>	41679.008 [159]	44989.83 [159]	3310.820	3019.57	4.22 × 10 <sup>5</sup>	9.62 × 10 <sup>-2</sup>
4s5s <sup>1</sup> S <sub>0</sub> -4s5p <sup>1</sup> P <sub>1</sub>	33317.264 [159]	36731.615 [159]	3414.351	2928.02	2.97 × 10 <sup>6</sup>	1.15
4s5d <sup>3</sup> D <sub>3</sub> -4s6f <sup>3</sup> F <sub>2</sub>	42747.387 [159]	46164.644 [159]	3417.257	2925.53	3.55 × 10 <sup>3</sup>	3.25 × 10 <sup>-4</sup>



Таблица А.3. continued.

Transition $i-k$	Lower level (cm <sup>-1</sup> )	Upper level (cm <sup>-1</sup> )	$\nu$ (cm <sup>-1</sup> )	$\lambda$ (nm)	$f_{ik}$	$A_{ki}$ (c <sup>-1</sup> )
4s5d <sup>3</sup> D <sub>3</sub> -4s6f <sup>3</sup> F <sub>3</sub>	42747.387 [159]	46164.785 [159]	3417.398	2925.40	8.88 × 10 <sup>4</sup>	1.14 × 10 <sup>-2</sup>
4s5d <sup>3</sup> D <sub>3</sub> -4s6f <sup>3</sup> F <sub>4</sub>	42747.387 [159]	46164.971 [159]	3417.584	2925.25	7.99 × 10 <sup>5</sup>	1.32 × 10 <sup>-1</sup>
4s5d <sup>3</sup> D <sub>2</sub> -4s6f <sup>3</sup> F <sub>2</sub>	42744.716 [159]	46164.644 [159]	3419.928	2923.24	1.25 × 10 <sup>5</sup>	1.60 × 10 <sup>-2</sup>
4s5d <sup>3</sup> D <sub>2</sub> -4s6f <sup>3</sup> F <sub>3</sub>	42744.716 [159]	46164.785 [159]	3420.069	2923.12	7.13 × 10 <sup>5</sup>	1.28 × 10 <sup>-1</sup>
4s5d <sup>3</sup> D <sub>1</sub> -4s6f <sup>3</sup> F <sub>2</sub>	42743.002 [159]	46164.644 [159]	3421.642	2921.78	6.75 × 10 <sup>5</sup>	1.44 × 10 <sup>-1</sup>
4s4f <sup>1</sup> F <sub>3</sub> -4s6g <sup>1</sup> G <sub>4</sub>	42343.587 [159]	46231.7 [157]	3888.1	2571.24	1.62 × 10 <sup>6</sup>	2.07 × 10 <sup>-1</sup>
4s5p <sup>3</sup> P <sub>2</sub> -4s6s <sup>3</sup> S <sub>1</sub>	36575.119 [159]	40474.241 [159]	3899.122	2563.98	4.26 × 10 <sup>6</sup>	2.52 × 10 <sup>-1</sup>
4s5p <sup>3</sup> P <sub>1</sub> -4s6s <sup>3</sup> S <sub>1</sub>	36554.749 [159]	40474.241 [159]	3919.492	2550.66	2.57 × 10 <sup>6</sup>	2.51 × 10 <sup>-1</sup>
4s5p <sup>3</sup> P <sub>0</sub> -4s6s <sup>3</sup> S <sub>1</sub>	36547.688 [159]	40474.241 [159]	3926.553	2546.07	8.58 × 10 <sup>5</sup>	2.50 × 10 <sup>-1</sup>
4s5p <sup>1</sup> P <sub>1</sub> -4s6s <sup>1</sup> S <sub>0</sub>	36731.615 [159]	40690.435 [159]	3958.82	2525.32	7.55 × 10 <sup>6</sup>	2.41 × 10 <sup>-1</sup>
4s4f <sup>3</sup> F <sub>4</sub> -4s6g <sup>3</sup> G <sub>3</sub>	42171.026 [159]	46231.014 [157]	4059.988	2462.39	2.87 × 10 <sup>3</sup>	2.03 × 10 <sup>-4</sup>
4s4f <sup>3</sup> F <sub>4</sub> -4s6g <sup>3</sup> G <sub>4</sub>	42171.026 [159]	46231.033 [157]	4060.007	2462.38	1.41 × 10 <sup>5</sup>	1.28 × 10 <sup>-2</sup>
4s4f <sup>3</sup> F <sub>4</sub> -4s6g <sup>3</sup> G <sub>5</sub>	42171.026 [159]	46231.051 [157]	4060.025	2462.37	2.25 × 10 <sup>6</sup>	2.50 × 10 <sup>-1</sup>
4s4f <sup>3</sup> F <sub>3</sub> -4s6g <sup>3</sup> G <sub>3</sub>	42170.558 [159]	46231.014 [157]	4060.456	2462.11	1.81 × 10 <sup>5</sup>	1.65 × 10 <sup>-2</sup>
4s4f <sup>3</sup> F <sub>3</sub> -4s6g <sup>3</sup> G <sub>4</sub>	42170.558 [159]	46231.033 [157]	4060.475	2462.09	2.11 × 10 <sup>6</sup>	2.47 × 10 <sup>-1</sup>
4s4f <sup>3</sup> F <sub>2</sub> -4s6g <sup>3</sup> G <sub>3</sub>	42170.214 [159]	46231.014 [157]	4060.800	2461.90	2.07 × 10 <sup>6</sup>	2.63 × 10 <sup>-1</sup>
4s4d <sup>1</sup> D <sub>2</sub> -4s6p <sup>1</sup> P <sub>1</sub>	37298.287 [159]	41679.008 [159]	4380.721	2282.11	1.53 × 10 <sup>6</sup>	7.16 × 10 <sup>-2</sup>
4s4d <sup>3</sup> D <sub>3</sub> -4s4f <sup>3</sup> F <sub>2</sub>	37757.449 [159]	42170.214 [159]	4412.765	2265.53	4.87 × 10 <sup>4</sup>	2.68 × 10 <sup>-3</sup>
4s4d <sup>3</sup> D <sub>3</sub> -4s4f <sup>3</sup> F <sub>3</sub>	37757.449 [159]	42170.558 [159]	4413.109	2265.36	1.22 × 10 <sup>6</sup>	9.38 × 10 <sup>-2</sup>
4s4d <sup>3</sup> D <sub>3</sub> -4s4f <sup>3</sup> F <sub>4</sub>	37757.449 [159]	42171.026 [159]	4413.577	2265.12	1.10 × 10 <sup>7</sup>	1.08
4s4d <sup>3</sup> D <sub>2</sub> -4s4f <sup>3</sup> F <sub>2</sub>	37751.867 [159]	42170.214 [159]	4418.347	2262.67	1.71 × 10 <sup>6</sup>	1.31 × 10 <sup>-1</sup>
4s4d <sup>3</sup> D <sub>2</sub> -4s4f <sup>3</sup> F <sub>3</sub>	37751.867 [159]	42170.558 [159]	4418.691	2262.50	9.77 × 10 <sup>6</sup>	1.05
4s4d <sup>3</sup> D <sub>1</sub> -4s4f <sup>3</sup> F <sub>2</sub>	37748.197 [159]	42170.214 [159]	4422.017	2260.79	9.25 × 10 <sup>6</sup>	1.18
4s6s <sup>3</sup> S <sub>1</sub> -4s7p <sup>3</sup> P <sub>0</sub>	40474.241 [159]	44955.67 [159]	4481.43	2230.82	2.70 × 10 <sup>5</sup>	6.73 × 10 <sup>-3</sup>
4s6s <sup>3</sup> S <sub>1</sub> -4s7p <sup>3</sup> P <sub>1</sub>	40474.241 [159]	44957.655 [159]	4483.414	2229.83	2.74 × 10 <sup>5</sup>	2.04 × 10 <sup>-2</sup>
4s6s <sup>3</sup> S <sub>1</sub> -4s7p <sup>3</sup> P <sub>2</sub>	40474.241 [159]	44961.757 [159]	4487.516	2227.80	2.81 × 10 <sup>5</sup>	3.49 × 10 <sup>-2</sup>
4s4f <sup>1</sup> F <sub>3</sub> -4s7g <sup>1</sup> G <sub>4</sub>	42343.587 [159]	47048.894 [157]	4705.307	2124.68	7.94 × 10 <sup>5</sup>	6.91 × 10 <sup>-2</sup>
4s6s <sup>1</sup> S <sub>0</sub> -4s7p <sup>1</sup> P <sub>1</sub>	40690.435 [159]	45425.358 [159]	4734.923	2111.39	9.42 × 10 <sup>5</sup>	1.89 × 10 <sup>-1</sup>
4s4d <sup>3</sup> D <sub>1</sub> -4s6p <sup>3</sup> P <sub>0</sub>	37748.197 [159]	42514.845 [159]	4766.648	2097.34	5.99 × 10 <sup>5</sup>	1.32 × 10 <sup>-2</sup>
4s4d <sup>3</sup> D <sub>2</sub> -4s6p <sup>3</sup> P <sub>1</sub>	37751.867 [159]	42518.708 [159]	4766.841	2097.25	4.47 × 10 <sup>5</sup>	1.77 × 10 <sup>-2</sup>
4s4d <sup>3</sup> D <sub>3</sub> -4s6p <sup>3</sup> P <sub>2</sub>	37757.449 [159]	42526.591 [159]	4769.142	2096.24	4.93 × 10 <sup>5</sup>	2.32 × 10 <sup>-2</sup>
4s4d <sup>3</sup> D <sub>1</sub> -4s6p <sup>3</sup> P <sub>1</sub>	37748.197 [159]	42518.708 [159]	4770.511	2095.64	1.48 × 10 <sup>5</sup>	9.77 × 10 <sup>-3</sup>
4s4d <sup>3</sup> D <sub>2</sub> -4s6p <sup>3</sup> P <sub>2</sub>	37751.867 [159]	42526.591 [159]	4774.724	2093.79	8.76 × 10 <sup>4</sup>	5.76 × 10 <sup>-3</sup>
4s4d <sup>3</sup> D <sub>1</sub> -4s6p <sup>3</sup> P <sub>2</sub>	37748.197 [159]	42526.591 [159]	4778.394	2092.18	5.82 × 10 <sup>3</sup>	6.37 × 10 <sup>-4</sup>
4s4f <sup>3</sup> F <sub>4</sub> -4s7g <sup>3</sup> G <sub>4</sub>	42171.026 [159]	47048.366 [157]	4877.340	2049.74	7.59 × 10 <sup>4</sup>	4.79 × 10 <sup>-3</sup>
4s4f <sup>3</sup> F <sub>4</sub> -4s7g <sup>3</sup> G <sub>3</sub>	42171.026 [159]	47048.619 [157]	4877.593	2049.63	1.55 × 10 <sup>3</sup>	7.58 × 10 <sup>-5</sup>

Таблица А.3. continued.

Transition $i-k$	Lower level (cm <sup>-1</sup> )	Upper level (cm <sup>-1</sup> )	$\nu$ (cm <sup>-1</sup> )	$\lambda$ (nm)	$f_{ik}$	$A_{ki}$ (s <sup>-1</sup> )
4s4f <sup>3</sup> F <sub>4</sub> -4s7g <sup>3</sup> G <sub>5</sub>	42171.026 [159]	47048.645 [157]	4877.619	2049.62	1.21 × 10 <sup>6</sup>	9.33 × 10 <sup>-2</sup>
4s4f <sup>3</sup> F <sub>3</sub> -4s7g <sup>3</sup> G <sub>4</sub>	42170.558 [159]	47048.366 [157]	4877.808	2049.54	1.14 × 10 <sup>6</sup>	9.24 × 10 <sup>-2</sup>
4s4f <sup>3</sup> F <sub>3</sub> -4s7g <sup>3</sup> G <sub>3</sub>	42170.558 [159]	47048.619 [157]	4878.061	2049.44	9.75 × 10 <sup>4</sup>	6.14 × 10 <sup>-3</sup>
4s4f <sup>3</sup> F <sub>2</sub> -4s7g <sup>3</sup> G <sub>3</sub>	42170.214 [159]	47048.619 [157]	4878.405	2049.29	1.12 × 10 <sup>6</sup>	9.83 × 10 <sup>-2</sup>
4s5s <sup>3</sup> S <sub>1</sub> -4s5p <sup>3</sup> P <sub>0</sub>	31539.495 [159]	36547.688 [159]	5008.193	1996.18	7.23 × 10 <sup>6</sup>	1.44 × 10 <sup>-1</sup>
4s5s <sup>3</sup> S <sub>1</sub> -4s5p <sup>3</sup> P <sub>1</sub>	31539.495 [159]	36554.749 [159]	5015.254	1993.37	7.25 × 10 <sup>6</sup>	4.32 × 10 <sup>-1</sup>
4s5s <sup>3</sup> S <sub>1</sub> -4s5p <sup>3</sup> P <sub>2</sub>	31539.495 [159]	36575.119 [159]	5035.624	1985.31	7.33 × 10 <sup>6</sup>	7.22 × 10 <sup>-1</sup>
4s4d <sup>1</sup> D <sub>2</sub> -4s4f <sup>1</sup> F <sub>3</sub>	37298.287 [159]	42343.587 [159]	5045.300	1981.50	1.33 × 10 <sup>7</sup>	1.10
4s5p <sup>3</sup> P <sub>2</sub> -4s5d <sup>3</sup> D <sub>1</sub>	36575.119 [159]	42743.002 [159]	6167.883	1620.86	1.25 × 10 <sup>5</sup>	2.94 × 10 <sup>-3</sup>
4s5p <sup>3</sup> P <sub>2</sub> -4s5d <sup>3</sup> D <sub>2</sub>	36575.119 [159]	42744.716 [159]	6169.597	1620.41	1.12 × 10 <sup>6</sup>	4.40 × 10 <sup>-2</sup>
4s5p <sup>3</sup> P <sub>2</sub> -4s5d <sup>3</sup> D <sub>3</sub>	36575.119 [159]	42747.387 [159]	6172.268	1619.71	4.45 × 10 <sup>6</sup>	2.45 × 10 <sup>-1</sup>
4s5p <sup>1</sup> P <sub>1</sub> -4s5d <sup>1</sup> D <sub>2</sub>	36731.615 [159]	42919.053 [159]	6187.438	1615.74	3.47 × 10 <sup>6</sup>	2.26 × 10 <sup>-1</sup>
4s5p <sup>3</sup> P <sub>1</sub> -4s5d <sup>3</sup> D <sub>1</sub>	36554.749 [159]	42743.002 [159]	6188.253	1615.52	1.85 × 10 <sup>6</sup>	7.26 × 10 <sup>-2</sup>
4s5p <sup>3</sup> P <sub>1</sub> -4s5d <sup>3</sup> D <sub>2</sub>	36554.749 [159]	42744.716 [159]	6189.967	1615.08	3.33 × 10 <sup>6</sup>	2.17 × 10 <sup>-1</sup>
4s5p <sup>3</sup> P <sub>0</sub> -4s5d <sup>3</sup> D <sub>1</sub>	36547.688 [159]	42743.002 [159]	6195.314	1613.68	2.47 × 10 <sup>6</sup>	2.89 × 10 <sup>-1</sup>
4s4d <sup>3</sup> D <sub>3</sub> -4s5f <sup>3</sup> F <sub>2</sub>	37757.449 [159]	44762.62 [159]	7005.171	1427.13	8.55 × 10 <sup>3</sup>	1.87 × 10 <sup>-4</sup>
4s4d <sup>3</sup> D <sub>3</sub> -4s5f <sup>3</sup> F <sub>3</sub>	37757.449 [159]	44762.839 [159]	7005.390	1427.08	2.14 × 10 <sup>5</sup>	6.53 × 10 <sup>-3</sup>
4s4d <sup>3</sup> D <sub>3</sub> -4s5f <sup>3</sup> F <sub>4</sub>	37757.449 [159]	44763.118 [159]	7005.669	1427.03	1.93 × 10 <sup>6</sup>	7.57 × 10 <sup>-2</sup>
4s4d <sup>3</sup> D <sub>2</sub> -4s5f <sup>3</sup> F <sub>2</sub>	37751.867 [159]	44762.62 [159]	7010.75	1425.99	3.01 × 10 <sup>5</sup>	9.19 × 10 <sup>-3</sup>
4s4d <sup>3</sup> D <sub>2</sub> -4s5f <sup>3</sup> F <sub>3</sub>	37751.867 [159]	44762.839 [159]	7010.972	1425.95	1.72 × 10 <sup>6</sup>	7.35 × 10 <sup>-2</sup>
4s4d <sup>3</sup> D <sub>1</sub> -4s5f <sup>3</sup> F <sub>2</sub>	37748.197 [159]	44762.62 [159]	7014.42	1425.24	1.63 × 10 <sup>6</sup>	8.29 × 10 <sup>-2</sup>
4s5p <sup>3</sup> P <sub>2</sub> -4s7s <sup>3</sup> S <sub>1</sub>	36575.119 [159]	43980.767 [159]	7405.648	1349.95	1.57 × 10 <sup>6</sup>	2.57 × 10 <sup>-2</sup>
4s5p <sup>3</sup> P <sub>1</sub> -4s7s <sup>3</sup> S <sub>1</sub>	36554.749 [159]	43980.767 [159]	7426.018	1346.25	9.46 × 10 <sup>5</sup>	2.57 × 10 <sup>-2</sup>
4s5p <sup>3</sup> P <sub>0</sub> -4s7s <sup>3</sup> S <sub>1</sub>	36547.688 [159]	43980.767 [159]	7433.079	1344.97	3.16 × 10 <sup>5</sup>	2.57 × 10 <sup>-2</sup>
4s4d <sup>1</sup> D <sub>2</sub> -4s5f <sup>1</sup> F <sub>3</sub>	37298.287 [159]	44804.878 [159]	7506.591	1331.80	3.38 × 10 <sup>6</sup>	1.26 × 10 <sup>-1</sup>
4s5p <sup>1</sup> P <sub>1</sub> -4s7s <sup>1</sup> S <sub>0</sub>	36731.615 [159]	44276.538 [159]	7544.923	1325.03	2.89 × 10 <sup>6</sup>	2.54 × 10 <sup>-2</sup>
4s5p <sup>1</sup> P <sub>1</sub> -4s6d <sup>1</sup> D <sub>2</sub>	36731.615 [159]	44989.83 [159]	8258.22	1210.58	3.18 × 10 <sup>6</sup>	1.17 × 10 <sup>-1</sup>
4s5s <sup>1</sup> S <sub>0</sub> -4s6p <sup>1</sup> P <sub>1</sub>	33317.264 [159]	41679.008 [159]	8361.744	1195.60	1.91 × 10 <sup>6</sup>	1.23 × 10 <sup>-1</sup>
4s4d <sup>3</sup> D <sub>3</sub> -4s6f <sup>3</sup> F <sub>2</sub>	37757.449 [159]	46164.644 [159]	8407.195	1189.13	2.82 × 10 <sup>3</sup>	4.27 × 10 <sup>-5</sup>
4s4d <sup>3</sup> D <sub>3</sub> -4s6f <sup>3</sup> F <sub>3</sub>	37757.449 [159]	46164.785 [159]	8407.336	1189.11	7.06 × 10 <sup>4</sup>	1.50 × 10 <sup>-3</sup>
4s4d <sup>3</sup> D <sub>3</sub> -4s6f <sup>3</sup> F <sub>4</sub>	37757.449 [159]	46164.971 [159]	8407.522	1189.09	6.37 × 10 <sup>5</sup>	1.74 × 10 <sup>-2</sup>
4s4d <sup>3</sup> D <sub>2</sub> -4s6f <sup>3</sup> F <sub>2</sub>	37751.867 [159]	46164.644 [159]	8412.777	1188.34	9.97 × 10 <sup>4</sup>	2.11 × 10 <sup>-3</sup>
4s4d <sup>3</sup> D <sub>2</sub> -4s6f <sup>3</sup> F <sub>3</sub>	37751.867 [159]	46164.785 [159]	8412.918	1188.32	5.70 × 10 <sup>5</sup>	1.69 × 10 <sup>-2</sup>
4s4d <sup>3</sup> D <sub>1</sub> -4s6f <sup>3</sup> F <sub>2</sub>	37748.197 [159]	46164.644 [159]	8416.447	1187.82	5.42 × 10 <sup>5</sup>	1.91 × 10 <sup>-2</sup>
4s5p <sup>3</sup> P <sub>2</sub> -4s6d <sup>3</sup> D <sub>1</sub>	36575.119 [159]	45049.073 [159]	8473.954	1179.76	7.88 × 10 <sup>4</sup>	9.87 × 10 <sup>-4</sup>
4s5p <sup>3</sup> P <sub>2</sub> -4s6d <sup>3</sup> D <sub>2</sub>	36575.119 [159]	45050.419 [159]	8475.300	1179.58	7.07 × 10 <sup>5</sup>	1.48 × 10 <sup>-2</sup>

Таблица А.3. continued.

Transition $i-k$	Lower level ( $\text{cm}^{-1}$ )	Upper level ( $\text{cm}^{-1}$ )	$\nu$ ( $\text{cm}^{-1}$ )	$\lambda$ (nm)	$f_{ik}$	$A_{ki}$ ( $\text{s}^{-1}$ )
$4s5p\ ^3P_2-4s6d\ ^3D_3$	36575.119 [159]	45052.374 [159]	8477.255	1179.30	$2.82 \times 10^6$	$8.23 \times 10^{-2}$
$4s5p\ ^3P_1-4s6d\ ^3D_1$	36554.749 [159]	45049.073 [159]	8494.324	1176.93	$1.18 \times 10^6$	$2.45 \times 10^{-2}$
$4s5p\ ^3P_1-4s6d\ ^3D_2$	36554.749 [159]	45050.419 [159]	8495.670	1176.75	$2.11 \times 10^6$	$7.32 \times 10^{-2}$
$4s5p\ ^3P_0-4s6d\ ^3D_1$	36547.688 [159]	45049.073 [159]	8501.385	1175.96	$1.57 \times 10^6$	$9.76 \times 10^{-2}$
$4s4d\ ^1D_2-4s6f\ ^1F_3$	37298.287 [159]	46182.399 [159]	8884.112	1125.30	$1.34 \times 10^6$	$3.58 \times 10^{-2}$

Таблица А.4. Полученные QDT-методом теоретические значения сил осцилляторов  $f_{ik}$  для переходов, включающих  $3snd$ ,  $3snf$ ,  $3sng$ , и  $3snh$  уровни атома Mg I в диапазоне 800–9000  $\text{cm}^{-1}$ . Приведено сравнение с данными из базы данных NIST ADS [102]

Transition $i-k$	Lower level ( $\text{cm}^{-1}$ )	Upper level ( $\text{cm}^{-1}$ )	$\nu$ ( $\text{cm}^{-1}$ )	$\lambda$ (nm)	$f_{ik}$	$f_{ik}$ NIST
$3s6p\ ^1P_1-3s6d\ ^1D_2$	57214.992 [168]	58023.246 [168]	808.254	12369.0	1.76	<i>N/A</i>
$3s5f\ ^1F_3-3s6d\ ^1D_2$	57204.163 [168]	58023.246 [168]	819.083	12205.4	$3.19 \times 10^{-1}$	$3.22 \times 10^{-1}$
$3s6g\ ^3G_5-3s7h\ ^3H_6$	58610.795 [102]	59428.853 [102]	818.058	12220.7	1.11	<i>N/A</i>
$3s6g\ ^3G_5-3s7h\ ^3H_5$	58610.795 [102]	59428.853 [102]	818.058	12220.7	$3.76 \times 10^{-2}$	<i>N/A</i>
$3s6g\ ^3G_5-3s7h\ ^3H_4$	58610.795 [102]	59428.853 [102]	818.058	12220.7	$3.79 \times 10^{-4}$	<i>N/A</i>
$3s6g\ ^3G_4-3s7h\ ^3H_5$	58610.795 [102]	59428.853 [102]	818.058	12220.7	1.10	<i>N/A</i>
$3s6g\ ^3G_4-3s7h\ ^3H_4$	58610.795 [102]	59428.853 [102]	818.058	12220.7	$4.59 \times 10^{-2}$	<i>N/A</i>
$3s6g\ ^3G_3-3s7h\ ^3H_4$	58610.795 [102]	59428.853 [102]	818.058	12220.7	1.15	<i>N/A</i>
$3s6g\ ^1G_4-3s7h\ ^1H_5$	58610.795 [102]	59428.853 [102]	818.058	12220.7	1.15	<i>N/A</i>
$3s5d\ ^1D_2-3s6p\ ^1P_1$	56308.381 [168]	57214.992 [168]	906.611	11027.1	$4.58 \times 10^{-1}$	$4.03 \times 10^{-1}$
$3s6s\ ^1S_0-3s6p\ ^1P_1$	56186.873 [168]	57214.992 [168]	1028.119	9723.85	2.22	2.19
$3s6s\ ^3S_1-3s6p\ ^3P_0$	55891.80 [168]	57017.078 [168]	1125.28	8884.27	$2.41 \times 10^{-1}$	$2.45 \times 10^{-1}$
$3s6s\ ^3S_1-3s6p\ ^3P_1$	55891.80 [168]	57017.724 [168]	1125.92	8879.17	$7.22 \times 10^{-1}$	$7.36 \times 10^{-1}$
$3s6s\ ^3S_1-3s6p\ ^3P_2$	55891.80 [168]	57019.025 [168]	1127.23	8868.93	1.20	1.23
$3s5f\ ^3F_4-3s6d\ ^3D_3$	57204.305 [102]	58442.843 [168]	1238.538	8071.84	$7.46 \times 10^{-2}$	$7.07 \times 10^{-2}$
$3s5f\ ^3F_3-3s6d\ ^3D_3$	57204.267 [102]	58442.843 [168]	1238.576	8071.59	$8.29 \times 10^{-3}$	$7.88 \times 10^{-3}$
$3s5f\ ^3F_3-3s6d\ ^3D_2$	57204.267 [102]	58442.853 [168]	1238.586	8071.52	$6.63 \times 10^{-2}$	$6.28 \times 10^{-2}$
$3s5f\ ^3F_2-3s6d\ ^3D_3$	57204.228 [102]	58442.843 [168]	1238.615	8071.33	$3.31 \times 10^{-4}$	$3.11 \times 10^{-4}$
$3s5f\ ^3F_2-3s6d\ ^3D_2$	57204.228 [102]	58442.853 [168]	1238.625	8071.27	$1.16 \times 10^{-2}$	$1.10 \times 10^{-2}$
$3s5f\ ^3F_2-3s6d\ ^3D_1$	57204.228 [102]	58442.874 [168]	1238.646	8071.13	$6.26 \times 10^{-2}$	$5.94 \times 10^{-2}$
$3s5g\ ^1G_4-3s6f\ ^1F_3$	57262.760 [102]	58575.487 [168]	1312.727	7615.65	$1.06 \times 10^{-2}$	<i>N/A</i>
$3s5g\ ^3G_5-3s6f\ ^3F_4$	57262.760 [102]	58575.518 [168]	1312.758	7615.47	$1.06 \times 10^{-2}$	<i>N/A</i>
$3s5g\ ^3G_4-3s6f\ ^3F_4$	57262.760 [102]	58575.518 [168]	1312.758	7615.47	$6.61 \times 10^{-4}$	$8.30 \times 10^{-4}$
$3s5g\ ^3G_4-3s6f\ ^3F_3$	57262.760 [102]	58575.518 [168]	1312.758	7615.47	$9.91 \times 10^{-3}$	$1.24 \times 10^{-2}$
$3s5g\ ^3G_3-3s6f\ ^3F_4$	57262.760 [102]	58575.518 [168]	1312.758	7615.47	$1.35 \times 10^{-5}$	$1.62 \times 10^{-5}$
$3s5g\ ^3G_3-3s6f\ ^3F_3$	57262.760 [102]	58575.518 [168]	1312.758	7615.47	$8.50 \times 10^{-4}$	$1.07 \times 10^{-3}$
$3s5g\ ^3G_3-3s6f\ ^3F_2$	57262.760 [102]	58575.518 [168]	1312.758	7615.47	$9.71 \times 10^{-3}$	$1.22 \times 10^{-2}$
$3s5g\ ^3G_5-3s6h\ ^3H_6$	57262.760 [102]	58618.942 [102]	1356.182	7371.63	$5.83 \times 10^{-1}$	<i>N/A</i>
$3s5g\ ^3G_5-3s6h\ ^3H_5$	57262.760 [102]	58618.942 [102]	1356.182	7371.63	$1.97 \times 10^{-2}$	<i>N/A</i>
$3s5g\ ^3G_5-3s6h\ ^3H_4$	57262.760 [102]	58618.942 [102]	1356.182	7371.63	$1.99 \times 10^{-4}$	<i>N/A</i>
$3s5g\ ^3G_4-3s6h\ ^3H_5$	57262.760 [102]	58618.942 [102]	1356.182	7371.63	$5.79 \times 10^{-1}$	<i>N/A</i>
$3s5g\ ^3G_4-3s6h\ ^3H_4$	57262.760 [102]	58618.942 [102]	1356.182	7371.63	$2.41 \times 10^{-2}$	<i>N/A</i>
$3s5g\ ^3G_3-3s6h\ ^3H_4$	57262.760 [102]	58618.942 [102]	1356.182	7371.63	$6.03 \times 10^{-1}$	<i>N/A</i>
$3s5g\ ^1G_4-3s6h\ ^1H_5$	57262.760 [102]	58618.942 [102]	1356.182	7371.63	$6.03 \times 10^{-1}$	<i>N/A</i>

Таблица А.4. continued.

Transition $i-k$	Lower level (cm <sup>-1</sup> )	Upper level (cm <sup>-1</sup> )	$\nu$ (cm <sup>-1</sup> )	$\lambda$ (nm)	$f_{ik}$	$f_{ik}$ NIST
$3s5f\ ^3F_4-3s6g\ ^3G_5$	57204.305 [102]	58610.795 [102]	1406.490	7107.96	1.03	1.00
$3s5f\ ^3F_4-3s6g\ ^3G_4$	57204.305 [102]	58610.795 [102]	1406.490	7107.96	$5.27 \times 10^{-2}$	$5.13 \times 10^{-2}$
$3s5f\ ^3F_4-3s6g\ ^3G_3$	57204.305 [102]	58610.795 [102]	1406.490	7107.96	$8.37 \times 10^{-4}$	$7.82 \times 10^{-4}$
$3s5f\ ^3F_3-3s6g\ ^3G_4$	57204.267 [102]	58610.795 [102]	1406.528	7107.77	1.02	$9.88 \times 10^{-1}$
$3s5f\ ^3F_3-3s6g\ ^3G_3$	57204.267 [102]	58610.795 [102]	1406.528	7107.77	$6.78 \times 10^{-2}$	$6.60 \times 10^{-2}$
$3s5f\ ^3F_2-3s6g\ ^3G_3$	57204.228 [102]	58610.795 [102]	1406.567	7107.57	1.08	1.06
$3s5f\ ^1F_3-3s6g\ ^1G_4$	57204.163 [168]	58610.795 [102]	1406.632	7107.24	1.08	N/A
$3s6p\ ^3P_2-3s6d\ ^3D_3$	57019.025 [168]	58442.843 [168]	1423.818	7021.46	$5.92 \times 10^{-1}$	$5.74 \times 10^{-1}$
$3s6p\ ^3P_2-3s6d\ ^3D_2$	57019.025 [168]	58442.853 [168]	1423.828	7021.41	$1.06 \times 10^{-1}$	$1.02 \times 10^{-1}$
$3s6p\ ^3P_2-3s6d\ ^3D_1$	57019.025 [168]	58442.874 [168]	1423.849	7021.30	$7.04 \times 10^{-3}$	$6.83 \times 10^{-3}$
$3s6p\ ^3P_1-3s6d\ ^3D_2$	57017.724 [168]	58442.853 [168]	1425.129	7015.00	$5.27 \times 10^{-1}$	$5.13 \times 10^{-1}$
$3s6p\ ^3P_1-3s6d\ ^3D_1$	57017.724 [168]	58442.874 [168]	1425.150	7014.89	$1.76 \times 10^{-1}$	$1.71 \times 10^{-1}$
$3s6p\ ^3P_0-3s6d\ ^3D_1$	57017.078 [168]	58442.874 [168]	1425.796	7011.71	$7.01 \times 10^{-1}$	$6.84 \times 10^{-1}$
$3s5p\ ^1P_1-3s6s\ ^1S_0$	54706.536 [168]	56186.873 [168]	1480.337	6753.38	$4.33 \times 10^{-1}$	$4.29 \times 10^{-1}$
$3s5d\ ^3D_1-3s7p\ ^3P_0$	56968.271 [168]	58476.689 [168]	1508.418	6627.66	$1.71 \times 10^{-2}$	$1.89 \times 10^{-2}$
$3s5d\ ^3D_1-3s7p\ ^3P_1$	56968.271 [168]	58477.020 [168]	1508.749	6626.20	$1.28 \times 10^{-2}$	$1.42 \times 10^{-2}$
$3s5d\ ^3D_2-3s7p\ ^3P_1$	56968.248 [168]	58477.020 [168]	1508.772	6626.10	$2.30 \times 10^{-2}$	$2.55 \times 10^{-2}$
$3s5d\ ^3D_1-3s7p\ ^3P_2$	56968.271 [168]	58477.760 [168]	1509.489	6622.95	$8.44 \times 10^{-4}$	$9.45 \times 10^{-4}$
$3s5d\ ^3D_2-3s7p\ ^3P_2$	56968.248 [168]	58477.760 [168]	1509.512	6622.85	$7.59 \times 10^{-3}$	$8.51 \times 10^{-3}$
$3s5d\ ^3D_3-3s7p\ ^3P_2$	56968.218 [168]	58477.760 [168]	1509.542	6622.72	$3.04 \times 10^{-2}$	$3.40 \times 10^{-2}$
$3s4d\ ^1D_2-3s4f\ ^1F_3$	53134.642 [168]	54676.438 [168]	1541.796	6484.17	$7.35 \times 10^{-1}$	$6.56 \times 10^{-1}$
$3s4d\ ^1D_2-3s5p\ ^1P_1$	53134.642 [168]	54706.536 [168]	1571.894	6360.02	$3.01 \times 10^{-1}$	$2.84 \times 10^{-1}$
$3s5p\ ^1P_1-3s5d\ ^1D_2$	54706.536 [168]	56308.381 [168]	1601.845	6241.10	1.44	1.35
$3s5d\ ^3D_1-3s6f\ ^3F_2$	56968.271 [168]	58575.518 [168]	1607.247	6220.12	$4.76 \times 10^{-1}$	$4.96 \times 10^{-1}$
$3s5d\ ^3D_2-3s6f\ ^3F_3$	56968.248 [168]	58575.518 [168]	1607.270	6220.03	$4.23 \times 10^{-1}$	$4.40 \times 10^{-1}$
$3s5d\ ^3D_2-3s6f\ ^3F_2$	56968.248 [168]	58575.518 [168]	1607.270	6220.03	$5.29 \times 10^{-2}$	$5.52 \times 10^{-2}$
$3s5d\ ^3D_3-3s6f\ ^3F_4$	56968.218 [168]	58575.518 [168]	1607.300	6219.92	$4.37 \times 10^{-1}$	$4.55 \times 10^{-1}$
$3s5d\ ^3D_3-3s6f\ ^3F_3$	56968.218 [168]	58575.518 [168]	1607.300	6219.92	$3.78 \times 10^{-2}$	$3.94 \times 10^{-2}$
$3s5d\ ^3D_3-3s6f\ ^3F_2$	56968.218 [168]	58575.518 [168]	1607.300	6219.92	$1.08 \times 10^{-3}$	$1.11 \times 10^{-3}$
$3s4f\ ^1F_3-3s5d\ ^1D_2$	54676.438 [168]	56308.381 [168]	1631.943	6125.99	$1.33 \times 10^{-1}$	$1.32 \times 10^{-1}$
$3s5p\ ^3P_2-3s6s\ ^3S_1$	54252.726 [168]	55891.80 [168]	1639.07	6099.34	$4.13 \times 10^{-1}$	$4.14 \times 10^{-1}$
$3s5p\ ^3P_1-3s6s\ ^3S_1$	54250.086 [168]	55891.80 [168]	1641.71	6089.53	$4.12 \times 10^{-1}$	$4.14 \times 10^{-1}$
$3s5p\ ^3P_0-3s6s\ ^3S_1$	54248.809 [168]	55891.80 [168]	1642.99	6084.80	$4.12 \times 10^{-1}$	$4.15 \times 10^{-1}$
$3s5s\ ^1S_0-3s5p\ ^1P_1$	52556.206 [168]	54706.536 [168]	2150.330	4649.18	1.77	1.76
$3s5g\ ^3G_5-3s7h\ ^3H_6$	57262.760 [102]	59428.853 [102]	2166.093	4615.35	$4.91 \times 10^{-3}$	N/A
$3s5g\ ^3G_5-3s7h\ ^3H_5$	57262.760 [102]	59428.853 [102]	2166.093	4615.35	$1.66 \times 10^{-4}$	N/A

Таблица А.4. continued.

Transition $i-k$	Lower level (cm <sup>-1</sup> )	Upper level (cm <sup>-1</sup> )	$\nu$ (cm <sup>-1</sup> )	$\lambda$ (nm)	$f_{ik}$	$f_{ik}$ NIST
$3s5g\ ^3G_5-3s7h\ ^3H_4$	57262.760 [102]	59428.853 [102]	2166.093	4615.35	$1.68 \times 10^{-6}$	<i>N/A</i>
$3s5g\ ^3G_4-3s7h\ ^3H_5$	57262.760 [102]	59428.853 [102]	2166.093	4615.35	$4.87 \times 10^{-3}$	<i>N/A</i>
$3s5g\ ^3G_4-3s7h\ ^3H_4$	57262.760 [102]	59428.853 [102]	2166.093	4615.35	$2.03 \times 10^{-4}$	<i>N/A</i>
$3s5g\ ^3G_3-3s7h\ ^3H_4$	57262.760 [102]	59428.853 [102]	2166.093	4615.35	$5.07 \times 10^{-3}$	<i>N/A</i>
$3s5g\ ^1G_4-3s7h\ ^1H_5$	57262.760 [102]	59428.853 [102]	2166.093	4615.35	$5.07 \times 10^{-3}$	<i>N/A</i>
$3s5f\ ^3F_4-3s7g\ ^3G_5$	57204.305 [102]	59423.537 [102]	2219.232	4504.83	$2.16 \times 10^{-1}$	$2.20 \times 10^{-1}$
$3s5f\ ^3F_4-3s7g\ ^3G_4$	57204.305 [102]	59423.537 [102]	2219.232	4504.83	$1.10 \times 10^{-2}$	$1.13 \times 10^{-2}$
$3s5f\ ^3F_4-3s7g\ ^3G_3$	57204.305 [102]	59423.537 [102]	2219.232	4504.83	$1.75 \times 10^{-4}$	$1.71 \times 10^{-4}$
$3s5f\ ^3F_3-3s7g\ ^3G_4$	57204.267 [102]	59423.537 [102]	2219.270	4504.76	$2.13 \times 10^{-1}$	$2.17 \times 10^{-1}$
$3s5f\ ^3F_3-3s7g\ ^3G_3$	57204.267 [102]	59423.537 [102]	2219.270	4504.76	$1.42 \times 10^{-2}$	$1.45 \times 10^{-2}$
$3s5f\ ^3F_2-3s7g\ ^3G_3$	57204.228 [102]	59423.537 [102]	2219.309	4504.68	$2.27 \times 10^{-1}$	$2.31 \times 10^{-1}$
$3s5f\ ^1F_3-3s7g\ ^1G_4$	57204.163 [168]	59423.537 [102]	2219.374	4504.55	$2.27 \times 10^{-1}$	<i>N/A</i>
$3s5d\ ^1D_2-3s6f\ ^1F_3$	56308.381 [168]	58575.487 [168]	2267.106	4409.71	$9.89 \times 10^{-3}$	$6.18 \times 10^{-3}$
$3s5d\ ^1D_2-3s7p\ ^1P_1$	56308.381 [168]	58580.23 [168]	2271.849	4400.50	$2.40 \times 10^{-2}$	$2.69 \times 10^{-2}$
$3s4f\ ^3F_4-3s5d\ ^3D_3$	54676.755 [102]	56968.218 [168]	2291.463	4362.83	$3.13 \times 10^{-2}$	$2.83 \times 10^{-2}$
$3s4f\ ^3F_3-3s5d\ ^3D_3$	54676.701 [102]	56968.218 [168]	2291.517	4362.73	$3.48 \times 10^{-3}$	$3.15 \times 10^{-3}$
$3s4f\ ^3F_3-3s5d\ ^3D_2$	54676.701 [102]	56968.248 [168]	2291.547	4362.67	$2.78 \times 10^{-2}$	$2.51 \times 10^{-2}$
$3s4f\ ^3F_2-3s5d\ ^3D_3$	54676.654 [102]	56968.218 [168]	2291.564	4362.64	$1.39 \times 10^{-4}$	$1.24 \times 10^{-4}$
$3s4f\ ^3F_2-3s5d\ ^3D_2$	54676.654 [102]	56968.248 [168]	2291.594	4362.59	$4.87 \times 10^{-3}$	$4.41 \times 10^{-3}$
$3s4f\ ^3F_2-3s5d\ ^3D_1$	54676.654 [102]	56968.271 [168]	2291.617	4362.54	$2.63 \times 10^{-2}$	$2.37 \times 10^{-2}$
$3s5s\ ^3S_1-3s5p\ ^3P_0$	51872.526 [168]	54248.809 [168]	2376.283	4207.11	$1.90 \times 10^{-1}$	$1.98 \times 10^{-1}$
$3s5s\ ^3S_1-3s5p\ ^3P_1$	51872.526 [168]	54250.086 [168]	2377.560	4204.85	$5.70 \times 10^{-1}$	$5.95 \times 10^{-1}$
$3s5s\ ^3S_1-3s5p\ ^3P_2$	51872.526 [168]	54252.726 [168]	2380.200	4200.18	$9.49 \times 10^{-1}$	$9.93 \times 10^{-1}$
$3s4f\ ^3F_4-3s5g\ ^3G_5$	54676.755 [102]	57262.760 [102]	2586.005	3865.91	1.21	<i>N/A</i>
$3s4f\ ^3F_4-3s5g\ ^3G_4$	54676.755 [102]	57262.760 [102]	2586.005	3865.91	$6.16 \times 10^{-2}$	$6.19 \times 10^{-2}$
$3s4f\ ^3F_4-3s5g\ ^3G_3$	54676.755 [102]	57262.760 [102]	2586.005	3865.91	$9.78 \times 10^{-4}$	$9.43 \times 10^{-4}$
$3s4f\ ^3F_3-3s5g\ ^3G_4$	54676.701 [102]	57262.760 [102]	2586.059	3865.83	1.19	1.19
$3s4f\ ^3F_3-3s5g\ ^3G_3$	54676.701 [102]	57262.760 [102]	2586.059	3865.83	$7.92 \times 10^{-2}$	$7.96 \times 10^{-2}$
$3s4f\ ^3F_2-3s5g\ ^3G_3$	54676.654 [102]	57262.760 [102]	2586.106	3865.76	1.27	1.27
$3s4f\ ^1F_3-3s5g\ ^1G_4$	54676.438 [168]	57262.760 [102]	2586.322	3865.44	1.27	<i>N/A</i>
$3s5p\ ^3P_2-3s5d\ ^3D_3$	54252.726 [168]	56968.218 [168]	2715.492	3681.57	$5.41 \times 10^{-1}$	$5.25 \times 10^{-1}$
$3s5p\ ^3P_2-3s5d\ ^3D_2$	54252.726 [168]	56968.248 [168]	2715.522	3681.53	$9.66 \times 10^{-2}$	$9.38 \times 10^{-2}$
$3s5p\ ^3P_2-3s5d\ ^3D_1$	54252.726 [168]	56968.271 [168]	2715.545	3681.50	$6.44 \times 10^{-3}$	$6.25 \times 10^{-3}$
$3s5p\ ^3P_1-3s5d\ ^3D_2$	54250.086 [168]	56968.248 [168]	2718.162	3677.95	$4.82 \times 10^{-1}$	$4.69 \times 10^{-1}$
$3s5p\ ^3P_1-3s5d\ ^3D_1$	54250.086 [168]	56968.271 [168]	2718.185	3677.92	$1.61 \times 10^{-1}$	$1.56 \times 10^{-1}$
$3s5p\ ^3P_0-3s5d\ ^3D_1$	54248.809 [168]	56968.271 [168]	2719.462	3676.20	$6.41 \times 10^{-1}$	$6.26 \times 10^{-1}$

Таблица А.4. continued.

Transition $i-k$	Lower level (cm <sup>-1</sup> )	Upper level (cm <sup>-1</sup> )	$\nu$ (cm <sup>-1</sup> )	$\lambda$ (nm)	$f_{ik}$	$f_{ik}$ NIST
$3s4d\ ^3D_1-3s6p\ ^3P_0$	54192.335 [168]	57017.078 [168]	2824.743	3539.18	$9.79 \times 10^{-3}$	$1.25 \times 10^{-2}$
$3s4d\ ^3D_1-3s6p\ ^3P_1$	54192.335 [168]	57017.724 [168]	2825.389	3538.37	$7.31 \times 10^{-3}$	$9.38 \times 10^{-3}$
$3s4d\ ^3D_2-3s6p\ ^3P_1$	54192.294 [168]	57017.724 [168]	2825.430	3538.32	$1.32 \times 10^{-2}$	$1.69 \times 10^{-2}$
$3s4d\ ^3D_1-3s6p\ ^3P_2$	54192.335 [168]	57019.025 [168]	2826.690	3536.74	$4.83 \times 10^{-4}$	$6.25 \times 10^{-4}$
$3s4d\ ^3D_2-3s6p\ ^3P_2$	54192.294 [168]	57019.025 [168]	2826.731	3536.69	$4.35 \times 10^{-3}$	$5.63 \times 10^{-3}$
$3s4d\ ^3D_3-3s6p\ ^3P_2$	54192.256 [168]	57019.025 [168]	2826.769	3536.64	$1.74 \times 10^{-2}$	$2.25 \times 10^{-2}$
$3s3d\ ^1D_2-3s4p\ ^1P_1$	46403.065 [168]	49346.729 [168]	2943.664	3396.20	$1.40 \times 10^{-1}$	$1.46 \times 10^{-1}$
$3s4d\ ^3D_1-3s5f\ ^3F_2$	54192.335 [168]	57204.228 [102]	3011.893	3319.27	$5.70 \times 10^{-1}$	$5.99 \times 10^{-1}$
$3s4d\ ^3D_2-3s5f\ ^3F_2$	54192.294 [168]	57204.228 [102]	3011.934	3319.22	$6.34 \times 10^{-2}$	$6.68 \times 10^{-2}$
$3s4d\ ^3D_3-3s5f\ ^3F_2$	54192.256 [168]	57204.228 [102]	3011.972	3319.18	$1.29 \times 10^{-3}$	$1.35 \times 10^{-3}$
$3s4d\ ^3D_2-3s5f\ ^3F_3$	54192.294 [168]	57204.267 [102]	3011.973	3319.18	$5.07 \times 10^{-1}$	$5.32 \times 10^{-1}$
$3s4d\ ^3D_3-3s5f\ ^3F_3$	54192.256 [168]	57204.267 [102]	3012.011	3319.14	$4.53 \times 10^{-2}$	$4.77 \times 10^{-2}$
$3s4d\ ^3D_3-3s5f\ ^3F_4$	54192.256 [168]	57204.305 [102]	3012.049	3319.09	$5.24 \times 10^{-1}$	$5.50 \times 10^{-1}$
$3s4p\ ^1P_1-3s5s\ ^1S_0$	49346.729 [168]	52556.206 [168]	3209.477	3114.92	$3.02 \times 10^{-1}$	$2.96 \times 10^{-1}$
$3s5p\ ^1P_1-3s7s\ ^1S_0$	54706.536 [168]	58009.41 [168]	3302.87	3026.84	$3.01 \times 10^{-2}$	$3.10 \times 10^{-2}$
$3s5p\ ^1P_1-3s6d\ ^1D_2$	54706.536 [168]	58023.246 [168]	3316.71	3014.21	$2.15 \times 10^{-2}$	$1.60 \times 10^{-2}$
$3s4f\ ^1F_3-3s6d\ ^1D_2$	54676.438 [168]	58023.246 [168]	3346.808	2987.11	$9.95 \times 10^{-3}$	$1.10 \times 10^{-2}$
$3s5p\ ^3P_2-3s7s\ ^3S_1$	54252.726 [168]	57855.214 [168]	3602.488	2775.10	$3.03 \times 10^{-2}$	$2.89 \times 10^{-2}$
$3s5p\ ^3P_1-3s7s\ ^3S_1$	54250.086 [168]	57855.214 [168]	3605.128	2773.07	$3.03 \times 10^{-2}$	$2.90 \times 10^{-2}$
$3s5p\ ^3P_0-3s7s\ ^3S_1$	54248.809 [168]	57855.214 [168]	3606.405	2772.09	$3.04 \times 10^{-2}$	$2.90 \times 10^{-2}$
$3s4f\ ^3F_4-3s6d\ ^3D_3$	54676.755 [102]	58442.843 [168]	3766.088	2654.55	$4.68 \times 10^{-3}$	$4.30 \times 10^{-3}$
$3s4f\ ^3F_3-3s6d\ ^3D_3$	54676.701 [102]	58442.843 [168]	3766.142	2654.51	$5.20 \times 10^{-4}$	$4.79 \times 10^{-4}$
$3s4f\ ^3F_3-3s6d\ ^3D_2$	54676.701 [102]	58442.853 [168]	3766.152	2654.51	$4.16 \times 10^{-3}$	$3.82 \times 10^{-3}$
$3s4f\ ^3F_2-3s6d\ ^3D_3$	54676.654 [102]	58442.843 [168]	3766.189	2654.48	$2.08 \times 10^{-5}$	$1.89 \times 10^{-5}$
$3s4f\ ^3F_2-3s6d\ ^3D_2$	54676.654 [102]	58442.853 [168]	3766.199	2654.47	$7.28 \times 10^{-4}$	$6.71 \times 10^{-4}$
$3s4f\ ^3F_2-3s6d\ ^3D_1$	54676.654 [102]	58442.874 [168]	3766.220	2654.46	$3.93 \times 10^{-3}$	$3.61 \times 10^{-3}$
$3s4p\ ^1P_1-3s4d\ ^1D_2$	49346.729 [168]	53134.642 [168]	3787.913	2639.26	1.08	$9.34 \times 10^{-1}$
$3s4f\ ^3F_4-3s6g\ ^3G_5$	54676.755 [102]	58610.795 [102]	3934.040	2541.22	$1.73 \times 10^{-1}$	$1.85 \times 10^{-1}$
$3s4f\ ^3F_4-3s6g\ ^3G_4$	54676.755 [102]	58610.795 [102]	3934.040	2541.22	$8.86 \times 10^{-3}$	$9.47 \times 10^{-3}$
$3s4f\ ^3F_4-3s6g\ ^3G_3$	54676.755 [102]	58610.795 [102]	3934.040	2541.22	$1.41 \times 10^{-4}$	$1.44 \times 10^{-4}$
$3s4f\ ^3F_3-3s6g\ ^3G_4$	54676.701 [102]	58610.795 [102]	3934.094	2541.19	$1.71 \times 10^{-1}$	$1.82 \times 10^{-1}$
$3s4f\ ^3F_3-3s6g\ ^3G_3$	54676.701 [102]	58610.795 [102]	3934.094	2541.19	$1.14 \times 10^{-2}$	$1.22 \times 10^{-2}$
$3s4f\ ^3F_2-3s6g\ ^3G_3$	54676.654 [102]	58610.795 [102]	3934.141	2541.16	$1.82 \times 10^{-1}$	$1.95 \times 10^{-1}$
$3s4f\ ^1F_3-3s6g\ ^1G_4$	54676.438 [168]	58610.795 [102]	3934.357	2541.02	$1.82 \times 10^{-1}$	N/A
$3s4p\ ^3P_2-3s5s\ ^3S_1$	47851.162 [168]	51872.526 [168]	4021.364	2486.04	$2.66 \times 10^{-1}$	$2.77 \times 10^{-1}$
$3s4p\ ^3P_1-3s5s\ ^3S_1$	47844.414 [168]	51872.526 [168]	4028.112	2481.88	$2.66 \times 10^{-1}$	$2.78 \times 10^{-1}$

Таблица А.4. continued.

Transition $i-k$	Lower level (cm <sup>-1</sup> )	Upper level (cm <sup>-1</sup> )	$\nu$ (cm <sup>-1</sup> )	$\lambda$ (nm)	$f_{ik}$	$f_{ik}$ NIST
$3s4p\ ^3P_0-3s5s\ ^3S_1$	47841.119 [168]	51872.526 [168]	4031.407	2479.85	$2.66 \times 10^{-1}$	$2.78 \times 10^{-1}$
$3s4d\ ^1D_2-3s5f\ ^1F_3$	53134.642 [168]	57204.163 [168]	4069.521	2456.62	$1.17 \times 10^{-1}$	$1.19 \times 10^{-1}$
$3s4d\ ^1D_2-3s6p\ ^1P_1$	53134.642 [168]	57214.992 [168]	4080.350	2450.10	$1.24 \times 10^{-2}$	$1.30 \times 10^{-2}$
$3s5p\ ^3P_2-3s6d\ ^3D_3$	54252.726 [168]	58442.843 [168]	4190.117	2385.92	$1.24 \times 10^{-1}$	$1.23 \times 10^{-1}$
$3s5p\ ^3P_2-3s6d\ ^3D_2$	54252.726 [168]	58442.853 [168]	4190.127	2385.91	$2.22 \times 10^{-2}$	$2.20 \times 10^{-2}$
$3s5p\ ^3P_2-3s6d\ ^3D_1$	54252.726 [168]	58442.874 [168]	4190.148	2385.90	$1.48 \times 10^{-3}$	$1.47 \times 10^{-3}$
$3s5p\ ^3P_1-3s6d\ ^3D_2$	54250.086 [168]	58442.853 [168]	4192.767	2384.41	$1.11 \times 10^{-1}$	$1.10 \times 10^{-1}$
$3s5p\ ^3P_1-3s6d\ ^3D_1$	54250.086 [168]	58442.874 [168]	4192.788	2384.40	$3.69 \times 10^{-2}$	$3.68 \times 10^{-2}$
$3s5p\ ^3P_0-3s6d\ ^3D_1$	54248.809 [168]	58442.874 [168]	4194.065	2383.67	$1.48 \times 10^{-1}$	$1.47 \times 10^{-1}$
$3s4d\ ^3D_1-3s6f\ ^3F_2$	54192.335 [168]	58575.518 [168]	4383.183	2280.82	$1.61 \times 10^{-1}$	$1.62 \times 10^{-1}$
$3s4d\ ^3D_2-3s6f\ ^3F_3$	54192.294 [168]	58575.518 [168]	4383.224	2280.80	$1.44 \times 10^{-1}$	$1.44 \times 10^{-1}$
$3s4d\ ^3D_2-3s6f\ ^3F_2$	54192.294 [168]	58575.518 [168]	4383.224	2280.80	$1.79 \times 10^{-2}$	$1.80 \times 10^{-2}$
$3s4d\ ^3D_3-3s6f\ ^3F_4$	54192.256 [168]	58575.518 [168]	4383.262	2280.78	$1.48 \times 10^{-1}$	$1.49 \times 10^{-1}$
$3s4d\ ^3D_3-3s6f\ ^3F_3$	54192.256 [168]	58575.518 [168]	4383.262	2280.78	$1.28 \times 10^{-2}$	$1.29 \times 10^{-2}$
$3s4d\ ^3D_3-3s6f\ ^3F_2$	54192.256 [168]	58575.518 [168]	4383.262	2280.78	$3.66 \times 10^{-4}$	$3.63 \times 10^{-4}$
$3s5s\ ^1S_0-3s6p\ ^1P_1$	52556.206 [168]	57214.992 [168]	4658.786	2145.90	$5.11 \times 10^{-2}$	$4.80 \times 10^{-2}$
$3s4f\ ^3F_4-3s7g\ ^3G_5$	54676.755 [102]	59423.537 [102]	4746.782	2106.12	$5.63 \times 10^{-2}$	$6.24 \times 10^{-2}$
$3s4f\ ^3F_4-3s7g\ ^3G_4$	54676.755 [102]	59423.537 [102]	4746.782	2106.12	$2.88 \times 10^{-3}$	$3.20 \times 10^{-3}$
$3s4f\ ^3F_4-3s7g\ ^3G_3$	54676.755 [102]	59423.537 [102]	4746.782	2106.12	$4.57 \times 10^{-5}$	$4.87 \times 10^{-5}$
$3s4f\ ^3F_3-3s7g\ ^3G_4$	54676.701 [102]	59423.537 [102]	4746.836	2106.09	$5.55 \times 10^{-2}$	$6.15 \times 10^{-2}$
$3s4f\ ^3F_3-3s7g\ ^3G_3$	54676.701 [102]	59423.537 [102]	4746.836	2106.09	$3.70 \times 10^{-3}$	$4.11 \times 10^{-3}$
$3s4f\ ^3F_2-3s7g\ ^3G_3$	54676.654 [102]	59423.537 [102]	4746.883	2106.07	$5.92 \times 10^{-2}$	$6.57 \times 10^{-2}$
$3s4f\ ^1F_3-3s7g\ ^1G_4$	54676.438 [168]	59423.537 [102]	4747.099	2105.97	$5.92 \times 10^{-2}$	<i>N/A</i>
$3s5s\ ^3S_1-3s6p\ ^3P_0$	51872.526 [168]	57017.078 [168]	5144.552	1943.27	$6.39 \times 10^{-3}$	$6.69 \times 10^{-3}$
$3s5s\ ^3S_1-3s6p\ ^3P_1$	51872.526 [168]	57017.724 [168]	5145.198	1943.03	$1.92 \times 10^{-2}$	$2.01 \times 10^{-2}$
$3s5s\ ^3S_1-3s6p\ ^3P_2$	51872.526 [168]	57019.025 [168]	5146.499	1942.54	$3.23 \times 10^{-2}$	$3.35 \times 10^{-2}$
$3s4d\ ^1D_2-3s6f\ ^1F_3$	53134.642 [168]	58575.487 [168]	5440.845	1837.45	$6.19 \times 10^{-2}$	$6.30 \times 10^{-2}$
$3s4s\ ^1S_0-3s4p\ ^1P_1$	43503.333 [168]	49346.729 [168]	5843.396	1710.87	1.23	1.16
$3s3d\ ^3D_1-3s5p\ ^3P_0$	47957.058 [168]	54248.809 [168]	6291.751	1588.95	$3.23 \times 10^{-3}$	$4.47 \times 10^{-3}$
$3s3d\ ^3D_1-3s5p\ ^3P_1$	47957.058 [168]	54250.086 [168]	6293.028	1588.63	$2.41 \times 10^{-3}$	$3.35 \times 10^{-3}$
$3s3d\ ^3D_2-3s5p\ ^3P_1$	47957.027 [168]	54250.086 [168]	6293.059	1588.62	$4.34 \times 10^{-3}$	$6.03 \times 10^{-3}$
$3s3d\ ^3D_1-3s5p\ ^3P_2$	47957.058 [168]	54252.726 [168]	6295.668	1587.96	$1.59 \times 10^{-4}$	$2.23 \times 10^{-4}$
$3s3d\ ^3D_3-3s5p\ ^3P_2$	47957.045 [168]	54252.726 [168]	6295.681	1587.96	$5.72 \times 10^{-3}$	$8.04 \times 10^{-3}$
$3s3d\ ^3D_2-3s5p\ ^3P_2$	47957.027 [168]	54252.726 [168]	6295.699	1587.95	$1.43 \times 10^{-3}$	$2.01 \times 10^{-3}$
$3s4p\ ^3P_2-3s4d\ ^3D_3$	47851.162 [168]	54192.256 [168]	6341.094	1576.58	$4.73 \times 10^{-1}$	$5.15 \times 10^{-1}$
$3s4p\ ^3P_2-3s4d\ ^3D_2$	47851.162 [168]	54192.294 [168]	6341.132	1576.57	$8.44 \times 10^{-2}$	$9.20 \times 10^{-2}$



Таблица А.4. continued.

Transition $i-k$	Lower level (cm <sup>-1</sup> )	Upper level (cm <sup>-1</sup> )	$\nu$ (cm <sup>-1</sup> )	$\lambda$ (nm)	$f_{ik}$	$f_{ik}$ NIST
$3s4p\ ^3P_2-3s4d\ ^3D_1$	47851.162 [168]	54192.335 [168]	6341.173	1576.56	$5.63 \times 10^{-3}$	$6.13 \times 10^{-3}$
$3s4p\ ^3P_1-3s4d\ ^3D_2$	47844.414 [168]	54192.294 [168]	6347.880	1574.90	$4.21 \times 10^{-1}$	$4.60 \times 10^{-1}$
$3s4p\ ^3P_1-3s4d\ ^3D_1$	47844.414 [168]	54192.335 [168]	6347.921	1574.89	$1.40 \times 10^{-1}$	$1.53 \times 10^{-1}$
$3s4p\ ^3P_0-3s4d\ ^3D_1$	47841.119 [168]	54192.335 [168]	6351.216	1574.07	$5.61 \times 10^{-1}$	$6.14 \times 10^{-1}$
$3s4s\ ^3S_1-3s4p\ ^3P_0$	41197.403 [168]	47841.119 [168]	6643.716	1504.77	$1.26 \times 10^{-1}$	$1.52 \times 10^{-1}$
$3s4s\ ^3S_1-3s4p\ ^3P_1$	41197.403 [168]	47844.414 [168]	6647.011	1504.02	$3.77 \times 10^{-1}$	$4.55 \times 10^{-1}$
$3s4s\ ^3S_1-3s4p\ ^3P_2$	41197.403 [168]	47851.162 [168]	6653.759	1502.50	$6.28 \times 10^{-1}$	$7.59 \times 10^{-1}$
$3s3d\ ^3D_1-3s4f\ ^3F_2$	47957.058 [168]	54676.654 [102]	6719.596	1487.78	$7.96 \times 10^{-1}$	$7.76 \times 10^{-1}$
$3s3d\ ^3D_3-3s4f\ ^3F_2$	47957.045 [168]	54676.654 [102]	6719.609	1487.78	$1.80 \times 10^{-3}$	$1.74 \times 10^{-3}$
$3s3d\ ^3D_2-3s4f\ ^3F_2$	47957.027 [168]	54676.654 [102]	6719.627	1487.77	$8.84 \times 10^{-2}$	$8.64 \times 10^{-2}$
$3s3d\ ^3D_3-3s4f\ ^3F_3$	47957.045 [168]	54676.701 [102]	6719.656	1487.76	$6.32 \times 10^{-2}$	$6.17 \times 10^{-2}$
$3s3d\ ^3D_2-3s4f\ ^3F_3$	47957.027 [168]	54676.701 [102]	6719.674	1487.76	$7.07 \times 10^{-1}$	$6.89 \times 10^{-1}$
$3s3d\ ^3D_3-3s4f\ ^3F_4$	47957.045 [168]	54676.755 [102]	6719.710	1487.75	$7.31 \times 10^{-1}$	$7.12 \times 10^{-1}$
$3s4p\ ^1P_1-3s6s\ ^1S_0$	49346.729 [168]	56186.873 [168]	6840.144	1461.56	$2.07 \times 10^{-2}$	$2.00 \times 10^{-2}$
$3s4p\ ^1P_1-3s5d\ ^1D_2$	49346.729 [168]	56308.381 [168]	6961.652	1436.05	$5.23 \times 10^{-3}$	<i>N/A</i>
$3s4p\ ^3P_2-3s6s\ ^3S_1$	47851.162 [168]	55891.80 [168]	8040.64	1243.34	$2.28 \times 10^{-2}$	$2.16 \times 10^{-2}$
$3s4p\ ^3P_1-3s6s\ ^3S_1$	47844.414 [168]	55891.80 [168]	8047.39	1242.30	$2.29 \times 10^{-2}$	$2.16 \times 10^{-2}$
$3s4p\ ^3P_0-3s6s\ ^3S_1$	47841.119 [168]	55891.80 [168]	8050.68	1241.79	$2.29 \times 10^{-2}$	$2.17 \times 10^{-2}$
$3s3d\ ^1D_2-3s4f\ ^1F_3$	46403.065 [168]	54676.438 [168]	8273.373	1208.37	$5.50 \times 10^{-1}$	$5.14 \times 10^{-1}$
$3s3d\ ^1D_2-3s5p\ ^1P_1$	46403.065 [168]	54706.536 [168]	8303.471	1203.99	$4.90 \times 10^{-3}$	$5.90 \times 10^{-3}$
$3s3p\ ^1P_1-3s4s\ ^1S_0$	35051.264 [168]	43503.333 [168]	8452.069	1182.82	$1.65 \times 10^{-1}$	$1.55 \times 10^{-1}$
$3s4p\ ^1P_1-3s7s\ ^1S_0$	49346.729 [168]	58009.41 [168]	8662.68	1154.06	$6.54 \times 10^{-3}$	$6.40 \times 10^{-3}$
$3s4p\ ^1P_1-3s6d\ ^1D_2$	49346.729 [168]	58023.246 [168]	8676.517	1152.22	$1.49 \times 10^{-3}$	$4.10 \times 10^{-3}$

Таблица А.5. Вычисленные методом квантового дефекта силы осцилляторов  $f_{ik}$  и вероятности переходов  $A_{ki}$ , для  $5s n_i l_i - 5s n_k l_k$  переходов атома Sr I в диапазоне 1300–5000  $\text{см}^{-1}$ . Волновые числа  $\nu$  и длины волн в воздухе  $\lambda$  посчитаны с использованием значений уровней энергии из работы [173], кроме значений, помечанных звездочкой \*, которые взяты из данной работы

Transition $i-k$	Lower level ( $\text{см}^{-1}$ )	Upper level ( $\text{см}^{-1}$ )	$\nu$ ( $\text{см}^{-1}$ )	$\lambda$ (nm)	$f_{ik}$	$A_{ki}$ ( $\text{с}^{-1}$ )
$7p \ ^3P_2 - 8s \ ^3S_1$	39457.383	40761.372	1303.989	7666.69	$4.64 \times 10^{-1}$	$1.40 \times 10^5$
$5f \ ^1F_3 - 6g \ ^1G_4$	41519.04	42852.139*	1333.10	7499.27	1.23	$1.82 \times 10^5$
$8p \ ^3P_2 - 8d \ ^3D_2$	41735.98	43070.268	1334.29	7492.59	$7.59 \times 10^{-2}$	$1.44 \times 10^4$
$7p \ ^3P_1 - 8s \ ^3S_1$	39426.442	40761.372	1334.930	7488.99	$4.59 \times 10^{-1}$	$8.72 \times 10^4$
$8p \ ^3P_2 - 8d \ ^3D_3$	41735.98	43074.728	1338.75	7467.63	$4.13 \times 10^{-1}$	$5.64 \times 10^4$
$5g \ ^1G_4 - 6f \ ^1F_3$	41493.*	42839.589	1346.589	7424.15	$8.92 \times 10^{-3}$	$2.22 \times 10^3$
$7p \ ^3P_0 - 8s \ ^3S_1$	39411.669	40761.372	1349.703	7407.02	$4.56 \times 10^{-1}$	$2.96 \times 10^4$
$8p \ ^3P_1 - 8d \ ^3D_2$	41719.71	43070.268	1350.56	7402.33	$3.57 \times 10^{-1}$	$4.17 \times 10^4$
$5g \ ^1G_4 - 6h \ ^1H_5$	41493.*	42873.*	1380.	7244.40	1.64	$2.73 \times 10^5$
$5g \ ^3G_5 - 6h \ ^3H_5$	41492.304*	42873.602*	1381.298	7237.59	$5.37 \times 10^{-2}$	$1.09 \times 10^4$
$5g \ ^3G_5 - 6h \ ^3H_4$	41492.304*	42873.616*	1381.312	7237.52	$5.42 \times 10^{-4}$	$1.35 \times 10^2$
$5g \ ^3G_5 - 6h \ ^3H_6$	41492.304*	42873.641*	1381.337	7237.39	1.59	$2.73 \times 10^5$
$5g \ ^3G_4 - 6h \ ^3H_5$	41492.101*	42873.602*	1381.501	7236.53	1.58	$2.62 \times 10^5$
$5g \ ^3G_4 - 6h \ ^3H_4$	41492.101*	42873.616*	1381.515	7236.46	$6.56 \times 10^{-2}$	$1.34 \times 10^4$
$5g \ ^3G_3 - 6h \ ^3H_4$	41491.995*	42873.616*	1381.621	7235.90	1.64	$2.60 \times 10^5$
$8s \ ^1S_0 - 8p \ ^1P_1$	41052.324	42462.136	1409.812	7091.21	1.10	$7.77 \times 10^4$
$5f \ ^3F_4 - 6g \ ^3G_5$	41365.84	42850.831*	1484.99	6732.21	$9.28 \times 10^{-1}$	$1.79 \times 10^5$
$5f \ ^3F_4 - 6g \ ^3G_3$	41365.84	42851.407*	1485.57	6729.60	$7.52 \times 10^{-4}$	$2.28 \times 10^2$
$5f \ ^3F_4 - 6g \ ^3G_4$	41365.84	42851.474*	1485.63	6729.30	$4.74 \times 10^{-2}$	$1.12 \times 10^4$
$5f \ ^3F_3 - 6g \ ^3G_3$	41365.482	42851.407*	1485.925	6727.98	$6.09 \times 10^{-2}$	$1.43 \times 10^4$
$5f \ ^3F_3 - 6g \ ^3G_4$	41365.482	42851.474*	1485.992	6727.68	$9.13 \times 10^{-1}$	$1.67 \times 10^5$
$5f \ ^3F_2 - 6g \ ^3G_3$	41364.602	42851.407*	1486.805	6724.00	$9.73 \times 10^{-1}$	$1.64 \times 10^5$
$5f \ ^1F_3 - 8d \ ^1D_2$	41519.04	43021.058	1502.02	6655.90	$4.26 \times 10^{-3}$	$1.44 \times 10^3$
$4d \ ^1D_2 - 5p \ ^1P_1$	20149.685	21698.452	1548.767	6454.99	$1.47 \times 10^{-2}$	$6.27 \times 10^3$
$6d \ ^3D_3 - 5f \ ^3F_2$	39703.109	41364.602	1661.493	6017.04	$3.03 \times 10^{-3}$	$1.25 \times 10^3$
$6d \ ^3D_3 - 5f \ ^3F_3$	39703.109	41365.482	1662.373	6013.86	$1.06 \times 10^{-1}$	$3.13 \times 10^4$
$6d \ ^3D_3 - 5f \ ^3F_4$	39703.109	41365.84	1662.731	6012.56	1.23	$2.81 \times 10^5$
$6d \ ^3D_2 - 5f \ ^3F_2$	39690.802	41364.602	1673.800	5972.80	$1.48 \times 10^{-1}$	$4.42 \times 10^4$
$6d \ ^3D_2 - 5f \ ^3F_3$	39690.802	41365.482	1674.680	5969.66	1.18	$2.53 \times 10^5$
$6d \ ^3D_1 - 5f \ ^3F_2$	39685.83	41364.602	1678.77	5955.11	1.33	$2.40 \times 10^5$
$5f \ ^3F_3 - 8d \ ^3D_2$	41365.482	43070.268	1704.786	5864.24	$1.92 \times 10^{-3}$	$8.33 \times 10^2$

Таблица А.5. continued.

Transition $i-k$	Lower level (cm <sup>-1</sup> )	Upper level (cm <sup>-1</sup> )	$\nu$ (cm <sup>-1</sup> )	$\lambda$ (nm)	$f_{ik}$	$A_{ki}$ (s <sup>-1</sup> )
$5f\ ^3F_2-8d\ ^3D_2$	41364.602	43070.268	1705.666	5861.21	$3.41 \times 10^{-4}$	$1.06 \times 10^2$
$5f\ ^3F_4-8d\ ^3D_3$	41365.84	43074.728	1708.89	5850.16	$2.43 \times 10^{-3}$	$9.74 \times 10^2$
$5f\ ^3F_3-8d\ ^3D_3$	41365.482	43074.728	1709.246	5848.94	$2.72 \times 10^{-4}$	$8.47 \times 10^1$
$5f\ ^3F_2-8d\ ^3D_3$	41364.602	43074.728	1710.126	5845.93	$1.10 \times 10^{-5}$	2.45
$7d\ ^3D_3-7f\ ^3F_2$	41874.859	43623.896	1749.037	5715.87	$3.23 \times 10^{-4}$	$1.48 \times 10^2$
$7d\ ^3D_3-7f\ ^3F_3$	41874.859	43624.205	1749.346	5714.86	$1.13 \times 10^{-2}$	$3.70 \times 10^3$
$7d\ ^3D_3-7f\ ^3F_4$	41874.859	43624.479	1749.62	5713.97	$1.31 \times 10^{-1}$	$3.34 \times 10^4$
$7d\ ^3D_2-7f\ ^3F_2$	41869.27	43623.896	1754.626	5697.67	$1.61 \times 10^{-2}$	$5.28 \times 10^3$
$7d\ ^3D_2-7f\ ^3F_3$	41869.27	43624.205	1754.935	5696.66	$1.29 \times 10^{-1}$	$3.03 \times 10^4$
$7d\ ^3D_1-7f\ ^3F_2$	41864.354	43623.896	1759.542	5681.75	$1.47 \times 10^{-1}$	$2.91 \times 10^4$
$6d\ ^1D_2-5f\ ^1F_3$	39733.067	41519.04	1785.973	5597.66	1.26	$3.07 \times 10^5$
$7d\ ^1D_2-7f\ ^1F_3$	41831.448	43656.219	1824.771	5478.65	$1.90 \times 10^{-1}$	$4.83 \times 10^4$
$4f\ ^1F_3-5g\ ^1G_4$	39539.013	41493.*	1953.987	5116.35	1.45	$4.58 \times 10^5$
$7s\ ^3S_1-7p\ ^3P_0$	37424.675	39411.669	1986.994	5031.36	$2.05 \times 10^{-1}$	$2.59 \times 10^5$
$7s\ ^3S_1-7p\ ^3P_1$	37424.675	39426.442	2001.767	4994.22	$6.16 \times 10^{-1}$	$2.63 \times 10^5$
$6d\ ^3D_1-8p\ ^3P_0$	39685.83	41712.05	2026.22	4933.95	$2.79 \times 10^{-2}$	$3.67 \times 10^4$
$6d\ ^3D_2-8p\ ^3P_1$	39690.802	41719.71	2028.908	4927.42	$3.66 \times 10^{-2}$	$2.68 \times 10^4$
$7s\ ^3S_1-7p\ ^3P_2$	37424.675	39457.383	2032.708	4918.20	1.03	$2.72 \times 10^5$
$6d\ ^3D_3-8p\ ^3P_2$	39703.109	41735.98	2032.871	4917.81	$4.62 \times 10^{-2}$	$2.85 \times 10^4$
$6d\ ^3D_1-8p\ ^3P_1$	39685.83	41719.71	2033.88	4915.37	$2.00 \times 10^{-2}$	$8.82 \times 10^3$
$6d\ ^3D_2-8p\ ^3P_2$	39690.802	41735.98	2045.178	4888.22	$1.10 \times 10^{-2}$	$4.92 \times 10^3$
$6d\ ^3D_1-8p\ ^3P_2$	39685.83	41735.98	2050.15	4876.36	$1.20 \times 10^{-3}$	$3.24 \times 10^2$
$5g\ ^3G_3-7f\ ^3F_2$	41491.995*	43623.896	2131.901	4689.37	$2.48 \times 10^{-3}$	$1.69 \times 10^3$
$5g\ ^3G_4-7f\ ^3F_3$	41492.101*	43624.205	2132.104	4688.92	$2.53 \times 10^{-3}$	$1.58 \times 10^3$
$5g\ ^3G_5-7f\ ^3F_4$	41492.304*	43624.479	2132.175	4688.77	$2.69 \times 10^{-3}$	$1.59 \times 10^3$
$5g\ ^3G_3-7f\ ^3F_3$	41491.995*	43624.205	2132.21	4688.69	$2.16 \times 10^{-4}$	$1.05 \times 10^2$
$5g\ ^3G_4-7f\ ^3F_4$	41492.101*	43624.479	2132.378	4688.32	$1.68 \times 10^{-4}$	$8.14 \times 10^1$
$5g\ ^3G_3-7f\ ^3F_4$	41491.995*	43624.479	2132.484	4688.09	$3.42 \times 10^{-6}$	1.29
$7p\ ^1P_1-8s\ ^1S_0$	38906.858	41052.324	2145.466	4659.72	$2.09 \times 10^{-1}$	$3.08 \times 10^5$
$5f\ ^1F_3-7g\ ^1G_4$	41519.04	43671.277*	2152.237	4645.06	$2.14 \times 10^{-1}$	$8.21 \times 10^4$
$5g\ ^1G_4-7f\ ^1F_3$	41493.*	43656.219	2163.219	4621.48	$1.63 \times 10^{-3}$	$1.05 \times 10^3$
$5g\ ^1G_4-7h\ ^1H_5$	41493.*	43685.779*	2192.779	4559.18	$2.09 \times 10^{-1}$	$8.77 \times 10^4$
$5g\ ^3G_5-7h\ ^3H_5$	41492.304*	43686.158*	2193.854	4556.95	$6.87 \times 10^{-3}$	$3.53 \times 10^3$
$5g\ ^3G_5-7h\ ^3H_4$	41492.304*	43686.166*	2193.862	4556.93	$6.94 \times 10^{-5}$	$4.35 \times 10^1$
$5g\ ^3G_5-7h\ ^3H_6$	41492.304*	43686.182*	2193.878	4556.90	$2.03 \times 10^{-1}$	$8.82 \times 10^4$
$5g\ ^3G_4-7h\ ^3H_5$	41492.101*	43686.158*	2194.057	4556.52	$2.01 \times 10^{-1}$	$8.47 \times 10^4$

Таблица А.5. continued.

Transition $i-k$	Lower level (cm <sup>-1</sup> )	Upper level (cm <sup>-1</sup> )	$\nu$ (cm <sup>-1</sup> )	$\lambda$ (nm)	$f_{ik}$	$A_{ki}$ (s <sup>-1</sup> )
$5g\ ^3G_4-7h\ ^3H_4$	41492.101*	43686.166*	2194.065	4556.51	$8.40 \times 10^{-3}$	$4.31 \times 10^3$
$5g\ ^3G_3-7h\ ^3H_4$	41491.995*	43686.166*	2194.171	4556.29	$2.10 \times 10^{-1}$	$8.39 \times 10^4$
$4f\ ^1F_3-7d\ ^1D_2$	39539.013	41831.448	2292.435	4360.98	$2.10 \times 10^{-2}$	$1.65 \times 10^4$
$5f\ ^3F_4-7g\ ^3G_5$	41365.84	43670.047*	2304.207	4338.70	$2.17 \times 10^{-1}$	$1.01 \times 10^5$
$5f\ ^3F_4-7g\ ^3G_3$	41365.84	43670.749*	2304.909	4337.38	$1.76 \times 10^{-4}$	$1.29 \times 10^2$
$5f\ ^3F_4-7g\ ^3G_4$	41365.84	43670.793*	2304.953	4337.30	$1.11 \times 10^{-2}$	$6.30 \times 10^3$
$5f\ ^3F_3-7g\ ^3G_3$	41365.482	43670.749*	2305.267	4336.71	$1.43 \times 10^{-2}$	$8.10 \times 10^3$
$5f\ ^3F_3-7g\ ^3G_4$	41365.482	43670.793*	2305.311	4336.63	$2.14 \times 10^{-1}$	$9.46 \times 10^4$
$5f\ ^3F_2-7g\ ^3G_3$	41364.602	43670.749*	2306.147	4335.06	$2.29 \times 10^{-1}$	$9.27 \times 10^4$
$7p\ ^3P_2-7d\ ^3D_1$	39457.383	41864.354	2406.971	4153.47	$5.02 \times 10^{-3}$	$5.17 \times 10^3$
$7p\ ^3P_2-7d\ ^3D_2$	39457.383	41869.27	2411.887	4145.00	$7.40 \times 10^{-2}$	$4.59 \times 10^4$
$7p\ ^3P_2-7d\ ^3D_3$	39457.383	41874.859	2417.476	4135.42	$4.06 \times 10^{-1}$	$1.81 \times 10^5$
$7p\ ^3P_1-7d\ ^3D_1$	39426.442	41864.354	2437.912	4100.75	$1.19 \times 10^{-1}$	$7.54 \times 10^4$
$7p\ ^3P_1-7d\ ^3D_2$	39426.442	41869.27	2442.828	4092.50	$3.50 \times 10^{-1}$	$1.34 \times 10^5$
$7p\ ^3P_0-7d\ ^3D_1$	39411.669	41864.354	2452.685	4076.05	$4.63 \times 10^{-1}$	$9.91 \times 10^4$
$6d\ ^1D_2-8p\ ^1P_1$	39733.067	42462.136	2729.069	3663.25	$4.18 \times 10^{-2}$	$5.53 \times 10^4$
$4f\ ^3F_4-5g\ ^3G_3$	38755.175	41491.995*	2736.820	3652.88	$9.53 \times 10^{-4}$	$9.80 \times 10^2$
$4f\ ^3F_4-5g\ ^3G_4$	38755.175	41492.101*	2736.926	3652.74	$6.01 \times 10^{-2}$	$4.80 \times 10^4$
$4f\ ^3F_4-5g\ ^3G_5$	38755.175	41492.304*	2737.130	3652.47	1.17	$7.68 \times 10^5$
$4f\ ^3F_3-5g\ ^3G_3$	38752.41	41491.995*	2739.585	3649.19	$7.72 \times 10^{-2}$	$6.18 \times 10^4$
$4f\ ^3F_3-5g\ ^3G_4$	38752.41	41492.101*	2739.692	3649.05	1.16	$7.21 \times 10^5$
$4f\ ^3F_2-5g\ ^3G_3$	38750.42	41491.995*	2741.572	3646.54	1.23	$7.07 \times 10^5$
$7p\ ^1P_1-7d\ ^1D_2$	38906.858	41831.448	2924.590	3418.35	$1.86 \times 10^{-1}$	$1.02 \times 10^5$
$6d\ ^3D_3-6f\ ^3F_2$	39703.109	42777.023	3073.914	3252.29	$2.07 \times 10^{-4}$	$2.92 \times 10^2$
$6d\ ^3D_3-6f\ ^3F_3$	39703.109	42777.547	3074.438	3251.74	$7.27 \times 10^{-3}$	$7.33 \times 10^3$
$6d\ ^3D_3-6f\ ^3F_4$	39703.109	42778.121	3075.012	3251.13	$8.45 \times 10^{-2}$	$6.63 \times 10^4$
$6d\ ^3D_2-6f\ ^3F_2$	39690.802	42777.023	3086.221	3239.33	$1.04 \times 10^{-2}$	$1.06 \times 10^4$
$6d\ ^3D_2-6f\ ^3F_3$	39690.802	42777.547	3086.745	3238.78	$8.36 \times 10^{-2}$	$6.07 \times 10^4$
$6d\ ^3D_1-6f\ ^3F_2$	39685.83	42777.023	3091.193	3234.11	$9.46 \times 10^{-2}$	$5.79 \times 10^4$
$6d\ ^1D_2-6f\ ^1F_3$	39733.067	42839.589	3106.522	3218.16	$1.27 \times 10^{-1}$	$9.37 \times 10^4$
$4f\ ^3F_2-7d\ ^3D_1$	38750.42	41864.354	3113.934	3210.50	$7.88 \times 10^{-4}$	$1.36 \times 10^3$
$4f\ ^3F_3-7d\ ^3D_2$	38752.41	41869.27	3116.86	3207.48	$8.91 \times 10^{-4}$	$1.29 \times 10^3$
$4f\ ^3F_2-7d\ ^3D_2$	38750.42	41869.27	3118.85	3205.44	$1.59 \times 10^{-4}$	$1.65 \times 10^2$
$4f\ ^3F_4-7d\ ^3D_3$	38755.175	41874.859	3119.684	3204.58	$1.07 \times 10^{-3}$	$1.43 \times 10^3$
$4f\ ^3F_3-7d\ ^3D_3$	38752.41	41874.859	3122.449	3201.74	$1.22 \times 10^{-4}$	$1.27 \times 10^2$
$4f\ ^3F_2-7d\ ^3D_3$	38750.42	41874.859	3124.439	3199.70	$4.95 \times 10^{-6}$	3.68

Таблица А.5. continued.

Transition $i-k$	Lower level (cm <sup>-1</sup> )	Upper level (cm <sup>-1</sup> )	$\nu$ (cm <sup>-1</sup> )	$\lambda$ (nm)	$f_{ik}$	$A_{ki}$ (c <sup>-1</sup> )
$5p\ ^3P_2-4d\ ^3D_1$	14898.545	18159.04	3260.495	3066.18	$2.26 \times 10^{-4}$	$4.27 \times 10^2$
$4f\ ^1F_3-6g\ ^1G_4$	39539.013	42852.139*	3313.126	3017.47	$5.86 \times 10^{-2}$	$5.34 \times 10^4$
$5p\ ^3P_2-4d\ ^3D_2$	14898.545	18218.784	3320.239	3011.01	$3.46 \times 10^{-3}$	$4.07 \times 10^3$
$5p\ ^3P_2-4d\ ^3D_3$	14898.545	18319.261	3420.716	2922.57	$2.01 \times 10^{-2}$	$1.80 \times 10^4$
$6p\ ^3P_2-7s\ ^3S_1$	33973.065	37424.675	3451.61	2896.41	$3.04 \times 10^{-1}$	$6.44 \times 10^5$
$4f\ ^1F_3-8d\ ^1D_2$	39539.013	43021.058	3482.045	2871.09	$3.26 \times 10^{-3}$	$5.90 \times 10^3$
$6s\ ^1S_0-6p\ ^1P_1$	30591.825	34098.404	3506.579	2851.00	1.13	$4.96 \times 10^5$
$6p\ ^3P_1-7s\ ^3S_1$	33868.317	37424.675	3556.358	2811.10	$2.97 \times 10^{-1}$	$4.01 \times 10^5$
$6p\ ^3P_0-7s\ ^3S_1$	33853.49	37424.675	3571.185	2799.43	$2.96 \times 10^{-1}$	$1.34 \times 10^5$
$7p\ ^3P_2-8d\ ^3D_2$	39457.383	43070.268	3612.885	2767.12	$1.54 \times 10^{-2}$	$2.15 \times 10^4$
$7p\ ^3P_2-8d\ ^3D_3$	39457.383	43074.728	3617.345	2763.70	$8.51 \times 10^{-2}$	$8.49 \times 10^4$
$7p\ ^3P_1-8d\ ^3D_2$	39426.442	43070.268	3643.826	2743.62	$7.47 \times 10^{-2}$	$6.35 \times 10^4$
$5p\ ^3P_1-4d\ ^3D_1$	14504.334	18159.04	3654.706	2735.45	$6.00 \times 10^{-3}$	$8.56 \times 10^3$
$5d\ ^3D_3-4f\ ^3F_2$	35045.019	38750.42	3705.401	2698.03	$2.38 \times 10^{-3}$	$4.88 \times 10^3$
$5d\ ^3D_3-4f\ ^3F_3$	35045.019	38752.41	3707.391	2696.58	$8.33 \times 10^{-2}$	$1.22 \times 10^5$
$5d\ ^3D_3-4f\ ^3F_4$	35045.019	38755.175	3710.156	2694.57	$9.64 \times 10^{-1}$	$1.10 \times 10^6$
$5p\ ^3P_1-4d\ ^3D_2$	14504.334	18218.784	3714.45	2691.45	$1.84 \times 10^{-2}$	$1.62 \times 10^4$
$5d\ ^3D_2-4f\ ^3F_2$	35021.989	38750.42	3728.431	2681.36	$1.17 \times 10^{-1}$	$1.73 \times 10^5$
$5d\ ^3D_2-4f\ ^3F_3$	35021.989	38752.41	3730.421	2679.93	$9.33 \times 10^{-1}$	$9.90 \times 10^5$
$5d\ ^3D_1-4f\ ^3F_2$	35006.908	38750.42	3743.512	2670.56	1.05	$9.42 \times 10^5$
$5p\ ^3P_0-4d\ ^3D_1$	14317.507	18159.04	3841.533	2602.42	$2.46 \times 10^{-2}$	$1.29 \times 10^4$
$6d\ ^3D_3-7f\ ^3F_2$	39703.109	43623.896	3920.787	2549.81	$4.38 \times 10^{-5}$	$1.00 \times 10^2$
$6d\ ^3D_3-7f\ ^3F_3$	39703.109	43624.205	3921.096	2549.61	$1.54 \times 10^{-3}$	$2.53 \times 10^3$
$6d\ ^3D_3-7f\ ^3F_4$	39703.109	43624.479	3921.37	2549.43	$1.79 \times 10^{-2}$	$2.29 \times 10^4$
$6d\ ^1D_2-7f\ ^1F_3$	39733.067	43656.219	3923.152	2548.28	$2.94 \times 10^{-2}$	$3.45 \times 10^4$
$6d\ ^3D_2-7f\ ^3F_2$	39690.802	43623.896	3933.094	2541.83	$2.24 \times 10^{-3}$	$3.70 \times 10^3$
$6d\ ^3D_2-7f\ ^3F_3$	39690.802	43624.205	3933.403	2541.63	$1.80 \times 10^{-2}$	$2.13 \times 10^4$
$6d\ ^3D_1-7f\ ^3F_2$	39685.83	43623.896	3938.066	2538.62	$2.05 \times 10^{-2}$	$2.04 \times 10^4$
$7s\ ^1S_0-8p\ ^1P_1$	38444.013	42462.136	4018.123	2488.05	$2.33 \times 10^{-1}$	$1.34 \times 10^5$
$4f\ ^3F_4-6g\ ^3G_5$	38755.175	42850.831*	4095.656	2440.95	$1.85 \times 10^{-1}$	$2.70 \times 10^5$
$4f\ ^3F_4-6g\ ^3G_3$	38755.175	42851.407*	4096.232	2440.60	$1.50 \times 10^{-4}$	$3.46 \times 10^2$
$4f\ ^3F_4-6g\ ^3G_4$	38755.175	42851.474*	4096.299	2440.56	$9.46 \times 10^{-3}$	$1.69 \times 10^4$
$4f\ ^3F_3-6g\ ^3G_3$	38752.41	42851.407*	4098.997	2438.96	$1.22 \times 10^{-2}$	$2.18 \times 10^4$
$4f\ ^3F_3-6g\ ^3G_4$	38752.41	42851.474*	4099.064	2438.92	$1.83 \times 10^{-1}$	$2.55 \times 10^5$
$4f\ ^3F_2-6g\ ^3G_3$	38750.42	42851.407*	4100.987	2437.77	$1.95 \times 10^{-1}$	$2.50 \times 10^5$
$7p\ ^1P_1-8d\ ^1D_2$	38906.858	43021.058	4114.2	2429.94	$6.35 \times 10^{-2}$	$6.88 \times 10^4$

Таблица А.5. continued.

Transition $i-k$	Lower level (cm <sup>-1</sup> )	Upper level (cm <sup>-1</sup> )	$\nu$ (cm <sup>-1</sup> )	$\lambda$ (nm)	$f_{ik}$	$A_{ki}$ (s <sup>-1</sup> )
$4f\ ^1F_3-7g\ ^1G_4$	39539.013	43671.277*	4132.264	2419.32	$9.96 \times 10^{-3}$	$1.41 \times 10^4$
$5d\ ^1D_2-7p\ ^1P_1$	34727.447	38906.858	4179.411	2392.03	$6.95 \times 10^{-2}$	$2.16 \times 10^5$
$7s\ ^3S_1-8p\ ^3P_0$	37424.675	41712.05	4287.375	2331.79	$5.43 \times 10^{-3}$	$3.19 \times 10^4$
$7s\ ^3S_1-8p\ ^3P_1$	37424.675	41719.71	4295.035	2327.63	$1.73 \times 10^{-2}$	$3.40 \times 10^4$
$7s\ ^3S_1-8p\ ^3P_2$	37424.675	41735.98	4311.305	2318.85	$3.23 \times 10^{-2}$	$3.85 \times 10^4$
$4f\ ^3F_3-8d\ ^3D_2$	38752.41	43070.268	4317.858	2315.33	$2.88 \times 10^{-4}$	$8.03 \times 10^2$
$4f\ ^3F_4-8d\ ^3D_3$	38755.175	43074.728	4319.553	2314.42	$3.51 \times 10^{-4}$	$9.00 \times 10^2$
$4f\ ^3F_2-8d\ ^3D_2$	38750.42	43070.268	4319.848	2314.26	$5.12 \times 10^{-5}$	$1.02 \times 10^2$
$4f\ ^3F_3-8d\ ^3D_3$	38752.41	43074.728	4322.318	2312.94	$3.98 \times 10^{-5}$	$7.93 \times 10^1$
$4f\ ^3F_2-8d\ ^3D_3$	38750.42	43074.728	4324.308	2311.88	$1.61 \times 10^{-6}$	2.30
$6p\ ^1P_1-7s\ ^1S_0$	34098.404	38444.013	4345.609	2300.55	$1.75 \times 10^{-1}$	$1.06 \times 10^6$
$5d\ ^3D_2-7p\ ^3P_1$	35021.989	39426.442	4404.453	2269.81	$2.11 \times 10^{-2}$	$7.29 \times 10^4$
$5d\ ^3D_1-7p\ ^3P_0$	35006.908	39411.669	4404.761	2269.65	$1.60 \times 10^{-2}$	$9.97 \times 10^4$
$5d\ ^3D_3-7p\ ^3P_2$	35045.019	39457.383	4412.364	2265.74	$2.63 \times 10^{-2}$	$7.65 \times 10^4$
$5d\ ^3D_1-7p\ ^3P_1$	35006.908	39426.442	4419.534	2262.06	$1.15 \times 10^{-2}$	$2.39 \times 10^4$
$5d\ ^3D_2-7p\ ^3P_2$	35021.989	39457.383	4435.394	2253.98	$6.34 \times 10^{-3}$	$1.33 \times 10^4$
$5d\ ^3D_1-7p\ ^3P_2$	35006.908	39457.383	4450.475	2246.34	$6.87 \times 10^{-4}$	$8.71 \times 10^2$
$5d\ ^1D_2-4f\ ^1F_3$	34727.447	39539.013	4811.566	2077.76	1.07	$1.89 \times 10^6$
$6s\ ^3S_1-6p\ ^3P_0$	29038.773	33853.49	4814.717	2076.40	$1.36 \times 10^{-1}$	$1.01 \times 10^6$
$6s\ ^3S_1-6p\ ^3P_1$	29038.773	33868.317	4829.544	2070.02	$4.08 \times 10^{-1}$	$1.02 \times 10^6$
$4f\ ^3F_4-7g\ ^3G_5$	38755.175	43670.047*	4914.872	2034.09	$6.15 \times 10^{-2}$	$1.30 \times 10^5$
$4f\ ^3F_4-7g\ ^3G_3$	38755.175	43670.749*	4915.574	2033.80	$5.02 \times 10^{-5}$	$1.66 \times 10^2$
$4f\ ^3F_4-7g\ ^3G_4$	38755.175	43670.793*	4915.618	2033.78	$3.16 \times 10^{-3}$	$8.16 \times 10^3$
$4f\ ^3F_3-7g\ ^3G_3$	38752.41	43670.749*	4918.339	2032.65	$4.08 \times 10^{-3}$	$1.05 \times 10^4$
$4f\ ^3F_3-7g\ ^3G_4$	38752.41	43670.793*	4918.383	2032.63	$6.12 \times 10^{-2}$	$1.23 \times 10^5$
$4f\ ^3F_2-7g\ ^3G_3$	38750.42	43670.749*	4920.329	2031.83	$6.54 \times 10^{-2}$	$1.21 \times 10^5$
$6s\ ^3S_1-6p\ ^3P_2$	29038.773	33973.065	4934.292	2026.08	$6.89 \times 10^{-1}$	$1.07 \times 10^6$

Таблица А.6. Теоретические QDT расчетные значения дипольных моментов наблюдаемых в эксперименте переходов для атома Zn. Значения энергетических уровней взяты из Таблицы 4.12, если не указано иное.

Transition $i-k$	Lower level (cm <sup>-1</sup> )	Upper level (cm <sup>-1</sup> )	$\nu$ (cm <sup>-1</sup> )	$\lambda$ (nm)	$f_{ik}$	$A_{ki}$ (с <sup>-1</sup> )
$6g^3G_5-8h^3H_6$	72714.28	74053.547	1339.267	7464.74	$2.58 \times 10^{-1}$	$4.18 \times 10^4$
$6g^3G_5-8h^3H_5$	72714.28	74053.547	1339.267	7464.74	$8.74 \times 10^{-3}$	$1.67 \times 10^3$
$6g^3G_5-8h^3H_4$	72714.28	74053.547	1339.267	7464.74	$8.83 \times 10^{-5}$	$2.07 \times 10^1$
$6g^3G_4-8h^3H_5$	72714.28	74053.547	1339.267	7464.74	$2.56 \times 10^{-1}$	$4.02 \times 10^4$
$6g^3G_4-8h^3H_4$	72714.28	74053.547	1339.267	7464.74	$1.07 \times 10^{-2}$	$2.05 \times 10^3$
$6g^3G_3-8h^3H_4$	72714.28	74053.547	1339.267	7464.74	$2.67 \times 10^{-1}$	$3.98 \times 10^4$
$6g^1G_4-8h^1H_5$	72714.263	74053.547	1339.284	7464.64	$2.67 \times 10^{-1}$	$4.18 \times 10^4$
$5g^3G_5-6h^3H_6$	71369.258	72718.844	1349.586	7407.66	$1.64 \times 10^{-2}$	$2.69 \times 10^3$
$5g^3G_5-6h^3H_5$	71369.258	72718.844	1349.586	7407.66	$5.55 \times 10^{-4}$	$1.08 \times 10^2$
$5g^3G_5-6h^3H_4$	71369.258	72718.844	1349.586	7407.66	$5.60 \times 10^{-6}$	1.33
$5g^1G_4-6h^1H_5$	71369.257	72718.844	1349.587	7407.65	$1.69 \times 10^{-2}$	$2.69 \times 10^3$
$5g^3G_4-6h^3H_5$	71369.251	72718.844	1349.593	7407.62	$1.63 \times 10^{-2}$	$2.59 \times 10^3$
$5g^3G_4-6h^3H_4$	71369.251	72718.844	1349.593	7407.62	$6.78 \times 10^{-4}$	$1.32 \times 10^2$
$5g^3G_3-6h^3H_4$	71369.249	72718.844	1349.595	7407.61	$1.69 \times 10^{-2}$	$2.56 \times 10^3$
$5f^1F_3-6g^1G_4$	71336.131	72714.263	1378.132	7254.22	1.15	$1.82 \times 10^5$
$5f^3F_4-6g^3G_5$	71336.018	72714.28	1378.262	7253.54	1.09	$1.82 \times 10^5$
$5f^3F_4-6g^3G_4$	71336.018	72714.28	1378.262	7253.54	$5.60 \times 10^{-2}$	$1.13 \times 10^4$
$5f^3F_4-6g^3G_3$	71336.018	72714.28	1378.262	7253.54	$8.89 \times 10^{-4}$	$2.32 \times 10^2$
$5f^3F_3-6g^3G_4$	71335.889	72714.28	1378.391	7252.86	1.08	$1.70 \times 10^5$
$5f^3F_3-6g^3G_3$	71335.889	72714.28	1378.391	7252.86	$7.20 \times 10^{-2}$	$1.46 \times 10^4$
$5f^3F_2-6g^3G_3$	71335.887	72714.28	1378.393	7252.85	1.15	$1.67 \times 10^5$
$6p^1P_1-7s^1S_0$	68607.243	70003.738	1396.495	7158.83	$4.81 \times 10^{-1}$	$3.00 \times 10^5$
$5p^3P_2-4d^3D_1$	61330.891 [186]	62768.756 [186]	1437.865	6952.86	$5.59 \times 10^{-4}$	$2.06 \times 10^2$
$5p^3P_2-4d^3D_2$	61330.891 [186]	62772.029 [186]	1441.138	6937.07	$8.41 \times 10^{-3}$	$1.86 \times 10^3$
$5p^3P_2-4d^3D_3$	61330.891 [186]	62776.993 [186]	1446.102	6913.26	$4.73 \times 10^{-2}$	$7.54 \times 10^3$
$5p^3P_1-4d^3D_1$	61274.455 [186]	62768.756 [186]	1494.301	6690.27	$1.45 \times 10^{-2}$	$3.46 \times 10^3$
$5p^3P_1-4d^3D_2$	61274.455 [186]	62772.029 [186]	1497.574	6675.65	$4.37 \times 10^{-2}$	$6.27 \times 10^3$
$5p^3P_0-4d^3D_1$	61247.904 [186]	62768.756 [186]	1520.852	6573.47	$5.91 \times 10^{-2}$	$4.86 \times 10^3$
$6p^3P_2-7s^3S_1$	68101.851	69745.966	1644.115	6080.64	$4.73 \times 10^{-1}$	$2.28 \times 10^5$
$6p^3P_1-7s^3S_1$	68080.736	69745.966	1665.23	6003.54	$4.72 \times 10^{-1}$	$1.40 \times 10^5$
$6p^3P_0-7s^3S_1$	68070.906	69745.966	1675.06	5968.31	$4.72 \times 10^{-1}$	$4.71 \times 10^4$
$5g^3G_5-7h^3H_6$	71369.258	73528.222	2158.964	4630.59	$2.19 \times 10^{-2}$	$9.20 \times 10^3$
$5g^3G_5-7h^3H_5$	71369.258	73528.222	2158.964	4630.59	$7.40 \times 10^{-4}$	$3.68 \times 10^2$
$5g^3G_5-7h^3H_4$	71369.258	73528.222	2158.964	4630.59	$7.47 \times 10^{-6}$	4.54

Таблица А.6. continued.

Transition $i-k$	Lower level ( $\text{cm}^{-1}$ )	Upper level ( $\text{cm}^{-1}$ )	$\nu$ ( $\text{cm}^{-1}$ )	$\lambda$ (nm)	$f_{ik}$	$A_{ki}$ ( $\text{s}^{-1}$ )
$5g^1G_4-7h^1H_5$	71369.257	73528.222	2158.965	4630.59	$2.26 \times 10^{-2}$	$9.20 \times 10^3$
$5g^3G_4-7h^3H_5$	71369.251	73528.222	2158.971	4630.57	$2.17 \times 10^{-2}$	$8.83 \times 10^3$
$5g^3G_4-7h^3H_4$	71369.251	73528.222	2158.971	4630.57	$9.04 \times 10^{-4}$	$4.50 \times 10^2$
$5g^3G_3-7h^3H_4$	71369.249	73528.222	2158.973	4630.57	$2.26 \times 10^{-2}$	$8.75 \times 10^3$
$5f^1F_3-7g^1G_4$	71336.131	73525.19	2189.059	4566.93	$2.32 \times 10^{-1}$	$9.24 \times 10^4$
$5f^3F_4-7g^3G_5$	71336.018	73525.239	2189.221	4566.59	$2.21 \times 10^{-1}$	$9.24 \times 10^4$
$5f^3F_4-7g^3G_4$	71336.018	73525.239	2189.221	4566.59	$1.13 \times 10^{-2}$	$5.78 \times 10^3$
$5f^3F_4-7g^3G_3$	71336.018	73525.239	2189.221	4566.59	$1.79 \times 10^{-4}$	$1.18 \times 10^2$
$5f^3F_3-7g^3G_4$	71335.889	73525.239	2189.35	4566.32	$2.18 \times 10^{-1}$	$8.67 \times 10^4$
$5f^3F_3-7g^3G_3$	71335.889	73525.239	2189.35	4566.32	$1.45 \times 10^{-2}$	$7.43 \times 10^3$
$5f^3F_2-7g^3G_3$	71335.887	73525.239	2189.352	4566.32	$2.32 \times 10^{-1}$	$8.49 \times 10^4$
$4f^1F_3-6d^1D_2$	68834.247	71051.053	2216.806	4509.76	$4.64 \times 10^{-3}$	$3.41 \times 10^3$
$4f^3F_2-6d^3D_1$	68833.817	71212.153	2378.336	4203.47	$2.14 \times 10^{-3}$	$2.15 \times 10^3$
$4f^3F_3-6d^3D_2$	68833.873	71212.991	2379.118	4202.09	$2.25 \times 10^{-3}$	$1.91 \times 10^3$
$4f^3F_2-6d^3D_2$	68833.817	71212.991	2379.174	4201.99	$3.94 \times 10^{-4}$	$2.38 \times 10^2$
$4f^3F_4-6d^3D_3$	68834.029	71214.259	2380.23	4200.13	$2.52 \times 10^{-3}$	$1.96 \times 10^3$
$4f^3F_3-6d^3D_3$	68833.873	71214.259	2380.386	4199.85	$2.80 \times 10^{-4}$	$1.69 \times 10^2$
$4f^3F_2-6d^3D_3$	68833.817	71214.259	2380.442	4199.76	$1.12 \times 10^{-5}$	4.84
$5d^3D_1-7p^3P_0$	68579.19 [186]	70977.418	2398.228	4168.61	$4.22 \times 10^{-2}$	$7.77 \times 10^4$
$5d^3D_2-7p^3P_1$	68580.73 [186]	70982.125	2401.395	4163.11	$5.63 \times 10^{-2}$	$5.77 \times 10^4$
$5d^3D_1-7p^3P_1$	68579.19 [186]	70982.125	2402.935	4160.44	$3.12 \times 10^{-2}$	$1.92 \times 10^4$
$5d^3D_3-7p^3P_2$	68583.12 [186]	70992.342	2409.222	4149.59	$7.29 \times 10^{-2}$	$6.32 \times 10^4$
$5d^3D_2-7p^3P_2$	68580.73 [186]	70992.342	2411.612	4145.47	$1.81 \times 10^{-2}$	$1.13 \times 10^4$
$5d^3D_1-7p^3P_2$	68579.19 [186]	70992.342	2413.152	4142.83	$2.01 \times 10^{-3}$	$7.50 \times 10^2$
$6p^1P_1-6d^1D_2$	68607.243	71051.053	2443.81	4090.86	$7.66 \times 10^{-1}$	$2.93 \times 10^5$
$4f^1F_3-5g^1G_4$	68834.247	71369.257	2535.01	3943.68	$2.14 \times 10^{-2}$	$1.14 \times 10^4$
$4f^3F_4-5g^3G_3$	68834.029	71369.249	2535.22	3943.36	$1.65 \times 10^{-5}$	$1.45 \times 10^1$
$4f^3F_4-5g^3G_4$	68834.029	71369.251	2535.222	3943.35	$1.04 \times 10^{-3}$	$7.13 \times 10^2$
$4f^3F_4-5g^3G_5$	68834.029	71369.258	2535.229	3943.34	$2.03 \times 10^{-2}$	$1.14 \times 10^4$
$4f^3F_3-5g^3G_3$	68833.873	71369.249	2535.376	3943.11	$1.34 \times 10^{-3}$	$9.17 \times 10^2$
$4f^3F_3-5g^3G_4$	68833.873	71369.251	2535.378	3943.11	$2.00 \times 10^{-2}$	$1.07 \times 10^4$
$4f^3F_2-5g^3G_3$	68833.817	71369.249	2535.432	3943.03	$2.14 \times 10^{-2}$	$1.05 \times 10^4$
$6s^1S_0-6p^1P_1$	66037.679	68607.243	2569.564	3890.65	1.54	$3.63 \times 10^5$
$6s^3S_1-6p^3P_0$	65432.322	68070.906	2638.584	3788.88	$1.66 \times 10^{-1}$	$3.71 \times 10^5$
$6s^3S_1-6p^3P_1$	65432.322	68080.736	2648.414	3774.82	$4.99 \times 10^{-1}$	$3.74 \times 10^5$
$6s^3S_1-6p^3P_2$	65432.322	68101.851	2669.529	3744.96	$8.32 \times 10^{-1}$	$3.80 \times 10^5$



Таблица А.6. continued.

Transition $i-k$	Lower level ( $\text{cm}^{-1}$ )	Upper level ( $\text{cm}^{-1}$ )	$\nu$ ( $\text{cm}^{-1}$ )	$\lambda$ (nm)	$f_{ik}$	$A_{ki}$ ( $\text{s}^{-1}$ )
$5g^3G_5-8h^3H_6$	71369.258	74053.547	2684.289	3724.37	$6.50 \times 10^{-3}$	$4.23 \times 10^3$
$5g^3G_5-8h^3H_5$	71369.258	74053.547	2684.289	3724.37	$2.20 \times 10^{-4}$	$1.69 \times 10^2$
$5g^3G_5-8h^3H_4$	71369.258	74053.547	2684.289	3724.37	$2.22 \times 10^{-6}$	2.09
$5g^1G_4-8h^1H_5$	71369.257	74053.547	2684.29	3724.36	$6.73 \times 10^{-3}$	$4.23 \times 10^3$
$5g^3G_4-8h^3H_5$	71369.251	74053.547	2684.296	3724.36	$6.46 \times 10^{-3}$	$4.06 \times 10^3$
$5g^3G_4-8h^3H_4$	71369.251	74053.547	2684.296	3724.36	$2.69 \times 10^{-4}$	$2.07 \times 10^2$
$5g^3G_3-8h^3H_4$	71369.249	74053.547	2684.298	3724.35	$6.73 \times 10^{-3}$	$4.02 \times 10^3$
$5d^3D_3-5f^3F_2$	68583.12 [186]	71335.887	2752.767	3631.72	$1.72 \times 10^{-3}$	$1.95 \times 10^3$
$5d^3D_3-5f^3F_3$	68583.12 [186]	71335.889	2752.769	3631.72	$6.02 \times 10^{-2}$	$4.87 \times 10^4$
$5d^3D_3-5f^3F_4$	68583.12 [186]	71336.018	2752.898	3631.55	$6.97 \times 10^{-1}$	$4.38 \times 10^5$
$5d^3D_2-5f^3F_2$	68580.73 [186]	71335.887	2755.157	3628.57	$8.42 \times 10^{-2}$	$6.82 \times 10^4$
$5d^3D_2-5f^3F_3$	68580.73 [186]	71335.889	2755.159	3628.56	$6.73 \times 10^{-1}$	$3.90 \times 10^5$
$5d^3D_1-5f^3F_2$	68579.19 [186]	71335.887	2756.697	3626.54	$7.57 \times 10^{-1}$	$3.68 \times 10^5$
$5d^1D_2-7p^1P_1$	68338.51 [186]	71218.963	2880.453	3470.73	$1.24 \times 10^{-2}$	$1.83 \times 10^4$
$5d^1D_2-5f^1F_3$	68338.51 [186]	71336.131	2997.621	3335.07	$6.40 \times 10^{-1}$	$4.38 \times 10^5$
$6p^3P_2-6d^3D_1$	68101.851	71212.153	3110.302	3214.25	$3.14 \times 10^{-3}$	$5.41 \times 10^3$
$6p^3P_2-6d^3D_2$	68101.851	71212.991	3111.14	3213.38	$4.70 \times 10^{-2}$	$4.86 \times 10^4$
$6p^3P_2-6d^3D_3$	68101.851	71214.259	3112.408	3212.07	$2.62 \times 10^{-1}$	$1.94 \times 10^5$
$5p^1P_1-6s^1S_0$	62910.45 [186]	66037.679	3127.229	3196.85	$3.42 \times 10^{-1}$	$1.07 \times 10^6$
$6p^3P_1-6d^3D_1$	68080.736	71212.153	3131.417	3192.57	$7.61 \times 10^{-2}$	$7.96 \times 10^4$
$6p^3P_1-6d^3D_2$	68080.736	71212.991	3132.255	3191.72	$2.28 \times 10^{-1}$	$1.43 \times 10^5$
$6p^3P_0-6d^3D_1$	68070.906	71212.153	3141.247	3182.58	$3.00 \times 10^{-1}$	$1.05 \times 10^5$
$4f^1F_3-6g^1G_4$	68834.247	72714.263	3880.016	2576.61	$2.70 \times 10^{-2}$	$3.37 \times 10^4$
$4f^3F_4-6g^3G_5$	68834.029	72714.28	3880.251	2576.45	$2.57 \times 10^{-2}$	$3.37 \times 10^4$
$4f^3F_4-6g^3G_4$	68834.029	72714.28	3880.251	2576.45	$1.31 \times 10^{-3}$	$2.11 \times 10^3$
$4f^3F_4-6g^3G_3$	68834.029	72714.28	3880.251	2576.45	$2.08 \times 10^{-5}$	$4.30 \times 10^1$
$4f^3F_3-6g^3G_4$	68833.873	72714.28	3880.407	2576.35	$2.53 \times 10^{-2}$	$3.16 \times 10^4$
$4f^3F_3-6g^3G_3$	68833.873	72714.28	3880.407	2576.35	$1.69 \times 10^{-3}$	$2.71 \times 10^3$
$4f^3F_2-6g^3G_3$	68833.817	72714.28	3880.463	2576.31	$2.70 \times 10^{-2}$	$3.10 \times 10^4$
$5p^3P_2-6s^3S_1$	61330.891 [186]	65432.322	4101.431	2437.51	$3.38 \times 10^{-1}$	$1.01 \times 10^6$
$5p^3P_1-6s^3S_1$	61274.455 [186]	65432.322	4157.867	2404.42	$3.37 \times 10^{-1}$	$6.23 \times 10^5$
$5p^3P_0-6s^3S_1$	61247.904 [186]	65432.322	4184.418	2389.17	$3.37 \times 10^{-1}$	$2.10 \times 10^5$
$4f^1F_3-7g^1G_4$	68834.247	73525.19	4690.943	2131.19	$8.72 \times 10^{-3}$	$1.59 \times 10^4$
$4f^3F_4-7g^3G_5$	68834.029	73525.239	4691.21	2131.06	$8.30 \times 10^{-3}$	$1.59 \times 10^4$
$4f^3F_4-7g^3G_4$	68834.029	73525.239	4691.21	2131.06	$4.24 \times 10^{-4}$	$9.96 \times 10^2$
$4f^3F_4-7g^3G_3$	68834.029	73525.239	4691.21	2131.06	$6.73 \times 10^{-6}$	$2.03 \times 10^1$

Таблица А.6. continued.

Transition $i-k$	Lower level ( $\text{cm}^{-1}$ )	Upper level ( $\text{cm}^{-1}$ )	$\nu$ ( $\text{cm}^{-1}$ )	$\lambda$ (nm)	$f_{ik}$	$A_{ki}$ ( $\text{s}^{-1}$ )
$4f^3F_3-7g^3G_4$	68833.873	73525.239	4691.366	2130.99	$8.18 \times 10^{-3}$	$1.50 \times 10^4$
$4f^3F_3-7g^3G_3$	68833.873	73525.239	4691.366	2130.99	$5.46 \times 10^{-4}$	$1.28 \times 10^3$
$4f^3F_2-7g^3G_3$	68833.817	73525.239	4691.422	2130.97	$8.73 \times 10^{-3}$	$1.46 \times 10^4$
$6s^1S_0-7p^1P_1$	66037.679	71218.963	5181.284	1929.50	$8.63 \times 10^{-2}$	$8.24 \times 10^4$
$4d^3D_1-6p^3P_0$	62768.756 [186]	68070.906	5302.15	1885.51	$3.91 \times 10^{-3}$	$3.52 \times 10^4$
$4d^3D_2-6p^3P_1$	62772.029 [186]	68080.736	5308.707	1883.18	$5.21 \times 10^{-3}$	$2.61 \times 10^4$
$4d^3D_1-6p^3P_1$	62768.756 [186]	68080.736	5311.98	1882.02	$2.89 \times 10^{-3}$	$8.69 \times 10^3$
$4d^3D_3-6p^3P_2$	62776.993 [186]	68101.851	5324.858	1877.47	$6.73 \times 10^{-3}$	$2.85 \times 10^4$
$4d^3D_2-6p^3P_2$	62772.029 [186]	68101.851	5329.822	1875.72	$1.68 \times 10^{-3}$	$5.08 \times 10^3$
$4d^3D_1-6p^3P_2$	62768.756 [186]	68101.851	5333.095	1874.57	$1.86 \times 10^{-4}$	$3.38 \times 10^2$
$5p^1P_1-5d^1D_2$	62910.45 [186]	68338.51 [186]	5428.06	1841.78	$6.80 \times 10^{-1}$	$1.28 \times 10^6$
$6s^3S_1-7p^3P_0$	65432.322	70977.418	5545.096	1802.90	$7.94 \times 10^{-3}$	$7.81 \times 10^4$
$6s^3S_1-7p^3P_1$	65432.322	70982.125	5549.803	1801.37	$2.42 \times 10^{-2}$	$7.96 \times 10^4$
$6s^3S_1-7p^3P_2$	65432.322	70992.342	5560.02	1798.06	$4.18 \times 10^{-2}$	$8.26 \times 10^4$
$4d^3D_3-4f^3F_2$	62776.993 [186]	68833.817	6056.824	1650.58	$6.47 \times 10^{-5}$	$3.55 \times 10^2$
$4d^3D_3-4f^3F_3$	62776.993 [186]	68833.873	6056.88	1650.56	$2.26 \times 10^{-3}$	$8.86 \times 10^3$
$4d^3D_3-4f^3F_4$	62776.993 [186]	68834.029	6057.036	1650.52	$2.62 \times 10^{-2}$	$7.98 \times 10^4$
$4d^3D_2-4f^3F_2$	62772.029 [186]	68833.817	6061.788	1649.23	$3.17 \times 10^{-3}$	$1.24 \times 10^4$
$4d^3D_2-4f^3F_3$	62772.029 [186]	68833.873	6061.844	1649.21	$2.54 \times 10^{-2}$	$7.10 \times 10^4$
$4d^3D_1-4f^3F_2$	62768.756 [186]	68833.817	6065.061	1648.34	$2.85 \times 10^{-2}$	$6.72 \times 10^4$
$4d^1D_2-6p^1P_1$	62458.56 [186]	68607.243	6148.683	1625.92	$1.36 \times 10^{-3}$	$9.14 \times 10^3$
$4d^1D_2-4f^1F_3$	62458.56 [186]	68834.247	6375.687	1568.03	$2.83 \times 10^{-2}$	$8.77 \times 10^4$

Таблица А.7. Вычисленные методом квантового дефекта силы осцилляторов  $f_{ik}$  атома In I, представленные в сравнении с другими работами

Transition $i \leftarrow k$	Lower level (cm <sup>-1</sup> ) (cm <sup>-1</sup> )	Upper level (cm <sup>-1</sup> )	$\nu$ (cm <sup>-1</sup> )	$f_{ik} \times 100$	
				This work	Other works
$ns^2S - np^2P$					
$8s_{\frac{1}{2}} - 8p_{\frac{1}{2}}$	40636.996 [215]	41827.167 [215]	1190.171	71.2	70.4 [226]
$8s_{\frac{1}{2}} - 8p_{\frac{3}{2}}$	40636.996 [215]	41881.457 [215]	1244.461	142	140 [226]
$7s_{\frac{1}{2}} - 7p_{\frac{1}{2}}$	36301.864 [215]	38861.448 [215]	2559.584	56.4	56.2 [226]
$7s_{\frac{1}{2}} - 7p_{\frac{3}{2}}$	36301.864 [215]	38972.911 [215]	2671.047	113	112 [226]
$7s_{\frac{1}{2}} - 8p_{\frac{1}{2}}$	36301.864 [215]	41827.167 [215]	5525.303	1.93	1.97 [226]
$7s_{\frac{1}{2}} - 8p_{\frac{3}{2}}$	36301.864 [215]	41881.457 [215]	5579.593	4.94	5.04 [226]
$6s_{\frac{1}{2}} - 6p_{\frac{1}{2}}$	24372.956 [215]	31816.982 [215]	7444.026	39.3	40.2 [226]
$6s_{\frac{1}{2}} - 6p_{\frac{3}{2}}$	24372.956 [215]	32115.251 [215]	7742.295	79.5	81.3 [226]
$6s_{\frac{1}{2}} - 7p_{\frac{1}{2}}$	24372.956 [215]	38861.448 [215]	14488.492	1.12	1.03 [226]
$6s_{\frac{1}{2}} - 7p_{\frac{3}{2}}$	24372.956 [215]	38972.911 [215]	14599.955	3.01	2.84 [226]
$6s_{\frac{1}{2}} - 8p_{\frac{1}{2}}$	24372.956 [215]	41827.167 [215]	17454.211	0.246	0.206 [226]
$6s_{\frac{1}{2}} - 8p_{\frac{3}{2}}$	24372.956 [215]	41881.457 [215]	17508.501	0.731	0.642 [226]
$np^2P - ns^2S$					
$7p_{\frac{3}{2}} - 8s_{\frac{1}{2}}$	38972.911 [215]	40636.996 [215]	1664.085	41.1	42.0 [226]
$7p_{\frac{1}{2}} - 8s_{\frac{1}{2}}$	38861.448 [215]	40636.996 [215]	1775.548	39.7	40.6 [226]
$6p_{\frac{3}{2}} - 7s_{\frac{1}{2}}$	32115.251 [215]	36301.864 [215]	4186.613	26.2	27.9 [226]
$6p_{\frac{1}{2}} - 7s_{\frac{1}{2}}$	31816.982 [215]	36301.864 [215]	4484.882	25.0	26.6 [226]
$6p_{\frac{3}{2}} - 8s_{\frac{1}{2}}$	32115.251 [215]	40636.996 [215]	8521.745	2.07	2.06 [226]
$6p_{\frac{1}{2}} - 8s_{\frac{1}{2}}$	31816.982 [215]	40636.996 [215]	8820.014	2.20	2.22 [226]
$5p_{\frac{3}{2}} - 6s_{\frac{1}{2}}$	2212.599 [102]	24372.956 [215]	22160.357	9.14	14.2 [226]; 15.3(7) [225]; 14. [102]
$5p_{\frac{1}{2}} - 6s_{\frac{1}{2}}$	0.	24372.956 [215]	24372.956	8.05	13.3 [226]; 14.1(6) [225]; 13. [102]
$5p_{\frac{3}{2}} - 7s_{\frac{1}{2}}$	2212.599 [102]	36301.864 [215]	34089.265	1.44	1.53 [226]; 1.7 [217]; 1.5 [102]
$5p_{\frac{1}{2}} - 7s_{\frac{1}{2}}$	0.	36301.864 [215]	36301.864	1.38	1.60 [226]; 1.7 [217]; 1.5 [102]
$5p_{\frac{3}{2}} - 8s_{\frac{1}{2}}$	2212.599 [102]	40636.996 [215]	38424.397	0.545	0.541 [226]; 0.58 [217]
$5p_{\frac{3}{2}} - 9s_{\frac{1}{2}}$	2212.599 [102]	42719.031 [215]	40506.432	0.270	0.28 [217]
$5p_{\frac{1}{2}} - 8s_{\frac{1}{2}}$	0.	40636.996 [215]	40636.996	0.527	0.507 [226]; 0.58 [217]
$5p_{\frac{3}{2}} - 10s_{\frac{1}{2}}$	2212.599 [102]	43881.314 [215]	41668.715	0.155	0.16 [217]
$5p_{\frac{3}{2}} - 11s_{\frac{1}{2}}$	2212.599 [102]	44595.86 [102]	42383.261	0.0972	0.09 [217]
$5p_{\frac{1}{2}} - 9s_{\frac{1}{2}}$	0.	42719.031 [215]	42719.031	0.262	0.29 [217]
$5p_{\frac{3}{2}} - 12s_{\frac{1}{2}}$	2212.599 [102]	45067.19 [102]	42854.591	0.0651	0.07 [217]
$5p_{\frac{3}{2}} - 13s_{\frac{1}{2}}$	2212.599 [102]	45394.13 [102]	43181.531	0.0458	0.04 [217]
$5p_{\frac{3}{2}} - 14s_{\frac{1}{2}}$	2212.599 [102]	45630.44 [102]	43417.841	0.0335	0.04 [217]
$5p_{\frac{3}{2}} - 15s_{\frac{1}{2}}$	2212.599 [102]	45806.88 [102]	43594.281	0.0252	0.03 [217]
$np^2P - nd^2D$					
$6p_{\frac{3}{2}} - 5d_{\frac{3}{2}}$	32115.251 [215]	32892.23 [215]	776.979	1.17	1.80 [226]
$6p_{\frac{3}{2}} - 5d_{\frac{5}{2}}$	32115.251 [215]	32915.539 [215]	800.288	10.9	16.6 [226]
$6p_{\frac{1}{2}} - 5d_{\frac{3}{2}}$	31816.982 [215]	32892.23 [215]	1075.248	16.3	22.5 [226]
$8p_{\frac{3}{2}} - 8d_{\frac{5}{2}}$	41881.457 [215]	43335.108 [215]	1453.651	70.5	44.4 [226]
$8p_{\frac{3}{2}} - 8d_{\frac{3}{2}}$	41881.457 [215]	43335.937 [215]	1454.48	7.81	5.05 [226]

Таблица А.7. continued.

Transition $i-k$ $i \leftarrow k$	Lower level ( $\text{cm}^{-1}$ ) ( $\text{cm}^{-1}$ )	Upper level ( $\text{cm}^{-1}$ ) ( $\text{cm}^{-1}$ )	$\nu$ ( $\text{cm}^{-1}$ ) ( $\text{cm}^{-1}$ )	$f_{ik} \times 100$	
				This work	Other works
$8p_{\frac{1}{2}}-8d_{\frac{3}{2}}$	41827.167 [215]	43335.937 [215]	1508.77	69.2	42.7 [226]
$7p_{\frac{3}{2}}-7d_{\frac{3}{2}}$	38972.911 [215]	41836.443 [215]	2863.532	6.36	4.72 [226]
$7p_{\frac{3}{2}}-7d_{\frac{5}{2}}$	38972.911 [215]	41861.978 [215]	2889.067	54.1	41.6 [226]
$7p_{\frac{1}{2}}-7d_{\frac{3}{2}}$	38861.448 [215]	41836.443 [215]	2974.995	56.3	40.5 [226]
$7p_{\frac{3}{2}}-8d_{\frac{5}{2}}$	38972.911 [215]	43335.108 [215]	4362.197	13.9	11.7 [226]
$7p_{\frac{3}{2}}-8d_{\frac{3}{2}}$	38972.911 [215]	43335.937 [215]	4363.026	1.55	1.31 [226]
$7p_{\frac{1}{2}}-8d_{\frac{3}{2}}$	38861.448 [215]	43335.937 [215]	4474.489	14.8	12.0 [226]
$6p_{\frac{3}{2}}-6d_{\frac{3}{2}}$	32115.251 [215]	39048.576 [215]	6933.325	5.14	4.56 [226]
$6p_{\frac{3}{2}}-6d_{\frac{5}{2}}$	32115.251 [215]	39098.464 [215]	6983.213	43.9	40.4 [226]
$6p_{\frac{1}{2}}-6d_{\frac{3}{2}}$	31816.982 [215]	39048.576 [215]	7231.594	45.8	40.2 [226]
$6p_{\frac{3}{2}}-7d_{\frac{3}{2}}$	32115.251 [215]	41836.443 [215]	9721.192	1.29	1.19 [226]
$6p_{\frac{3}{2}}-7d_{\frac{5}{2}}$	32115.251 [215]	41861.978 [215]	9746.727	11.4	10.6 [226]
$6p_{\frac{1}{2}}-7d_{\frac{3}{2}}$	31816.982 [215]	41836.443 [215]	10019.461	12.4	11.2 [226]
$6p_{\frac{3}{2}}-8d_{\frac{5}{2}}$	32115.251 [215]	43335.108 [215]	11219.857	4.60	4.58 [226]
$6p_{\frac{3}{2}}-8d_{\frac{3}{2}}$	32115.251 [215]	43335.937 [215]	11220.686	0.512	0.511 [226]
$6p_{\frac{1}{2}}-8d_{\frac{3}{2}}$	31816.982 [215]	43335.937 [215]	11518.955	5.09	4.92 [226]
$5p_{\frac{3}{2}}-5d_{\frac{3}{2}}$	2212.599 [102]	32892.23 [215]	30679.631	3.38	3.98 [226]; 6.0 [217]; 4.8 [102]
$5p_{\frac{3}{2}}-5d_{\frac{5}{2}}$	2212.599 [102]	32915.539 [215]	30702.94	30.2	35.3 [226]; 37 [217]; 31.0 [102]
$5p_{\frac{1}{2}}-5d_{\frac{3}{2}}$	0.	32892.23 [215]	32892.23	29.5	36.1 [226]; 36 [217]; 30.8 [102]
$5p_{\frac{3}{2}}-6d_{\frac{3}{2}}$	2212.599 [102]	39048.576 [215]	36835.977	0.789	0.771 [226]; 0.6 [217]
$5p_{\frac{3}{2}}-6d_{\frac{5}{2}}$	2212.599 [102]	39098.464 [215]	36885.865	7.12	6.81 [226]; 5.2 [217]; 4.5 [102]
$5p_{\frac{1}{2}}-6d_{\frac{3}{2}}$	0.	39048.576 [215]	39048.576	7.25	7.24 [226]; 4.5 [217]; 3.9 [102]
$5p_{\frac{3}{2}}-7d_{\frac{3}{2}}$	2212.599 [102]	41836.443 [215]	39623.844	0.295	0.271 [226]; 0.14 [217]
$5p_{\frac{3}{2}}-7d_{\frac{5}{2}}$	2212.599 [102]	41861.978 [215]	39649.379	2.71	2.38 [226]; 0.89 [217]
$5p_{\frac{3}{2}}-8d_{\frac{5}{2}}$	2212.599 [102]	43335.108 [215]	41122.509	1.22	1.13 [226]; 1.3 [217]
$5p_{\frac{3}{2}}-8d_{\frac{3}{2}}$	2212.599 [102]	43335.937 [215]	41123.338	0.135	0.129 [226]
$5p_{\frac{1}{2}}-7d_{\frac{3}{2}}$	0.	41836.443 [215]	41836.443	2.79	2.56 [226]; 0.59 [217]
$5p_{\frac{1}{2}}-8d_{\frac{3}{2}}$	0.	43335.937 [215]	43335.937	1.31	1.22 [226]; 0.03 [217]
$nd^2D - np^2P$					
$6d_{\frac{3}{2}}-8p_{\frac{1}{2}}$	39048.576 [215]	41827.167 [215]	2778.591	2.87	4.10 [226]
$6d_{\frac{5}{2}}-8p_{\frac{3}{2}}$	39098.464 [215]	41881.457 [215]	2782.993	3.00	4.01 [226]
$6d_{\frac{3}{2}}-8p_{\frac{3}{2}}$	39048.576 [215]	41881.457 [215]	2832.881	0.431	0.644 [226]
$5d_{\frac{3}{2}}-7p_{\frac{1}{2}}$	32892.23 [215]	38861.448 [215]	5969.218	1.50	1.86 [226]
$5d_{\frac{5}{2}}-7p_{\frac{3}{2}}$	32915.539 [215]	38972.911 [215]	6057.372	1.42	1.80 [226]
$5d_{\frac{3}{2}}-7p_{\frac{3}{2}}$	32892.23 [215]	38972.911 [215]	6080.681	0.230	0.290 [226]
$5d_{\frac{3}{2}}-8p_{\frac{1}{2}}$	32892.23 [215]	41827.167 [215]	8934.937	0.236	0.321 [226]
$5d_{\frac{5}{2}}-8p_{\frac{3}{2}}$	32915.539 [215]	41881.457 [215]	8965.918	0.227	0.317 [226]
$5d_{\frac{3}{2}}-8p_{\frac{3}{2}}$	32892.23 [215]	41881.457 [215]	8989.227	0.0368	0.0509 [226]
$nd^2D - nf^2F$					
$6d_{\frac{5}{2}}-4f_{\frac{7}{2}}$	39098.464 [215]	39707.601	609.137	27.7	16.4 [226]
$6d_{\frac{5}{2}}-4f_{\frac{5}{2}}$	39098.464 [215]	39707.63	609.166	1.39	0.819 [226]
$6d_{\frac{3}{2}}-4f_{\frac{5}{2}}$	39048.576 [215]	39707.63	659.054	31.6	17.7 [226]

Таблица А.7. continued.

Transition $i-k$ $i \leftarrow k$	Lower level (cm <sup>-1</sup> ) (cm <sup>-1</sup> )	Upper level (cm <sup>-1</sup> ) (cm <sup>-1</sup> )	$\nu$ (cm <sup>-1</sup> ) (cm <sup>-1</sup> )	$f_{ik} \times 100$	
				This work	Other works
$8d_{\frac{3}{2}}-7f_{\frac{5}{2}}$	43335.937 [215]	44406.23 [215]	1070.293	18.5	
$8d_{\frac{5}{2}}-7f_{\frac{7}{2}}$	43335.108 [215]	44406.23 [215]	1071.122	17.5	
$8d_{\frac{5}{2}}-7f_{\frac{5}{2}}$	43335.108 [215]	44406.23 [215]	1071.122	0.874	
$7d_{\frac{5}{2}}-6f_{\frac{7}{2}}$	41861.978 [215]	43584.681 [215]	1722.703	30.6	
$7d_{\frac{5}{2}}-6f_{\frac{5}{2}}$	41861.978 [215]	43584.681 [215]	1722.703	1.53	
$7d_{\frac{3}{2}}-6f_{\frac{5}{2}}$	41836.443 [215]	43584.681 [215]	1748.238	29.4	
$7d_{\frac{5}{2}}-7f_{\frac{7}{2}}$	41861.978 [215]	44406.23 [215]	2544.252	11.4	
$7d_{\frac{5}{2}}-7f_{\frac{5}{2}}$	41861.978 [215]	44406.23 [215]	2544.252	0.570	
$7d_{\frac{3}{2}}-7f_{\frac{5}{2}}$	41836.443 [215]	44406.23 [215]	2569.787	11.3	
$6d_{\frac{5}{2}}-5f_{\frac{7}{2}}$	39098.464 [215]	42220.281 [215]	3121.817	47.5	50.7 [226]
$6d_{\frac{5}{2}}-5f_{\frac{5}{2}}$	39098.464 [215]	42220.281 [215]	3121.817	2.38	2.54 [226]
$6d_{\frac{3}{2}}-5f_{\frac{5}{2}}$	39048.576 [215]	42220.281 [215]	3171.705	47.0	52.4 [226]
$6d_{\frac{5}{2}}-6f_{\frac{7}{2}}$	39098.464 [215]	43584.681 [215]	4486.217	14.8	
$6d_{\frac{5}{2}}-6f_{\frac{5}{2}}$	39098.464 [215]	43584.681 [215]	4486.217	0.738	
$6d_{\frac{3}{2}}-6f_{\frac{5}{2}}$	39048.576 [215]	43584.681 [215]	4536.105	15.0	
$6d_{\frac{5}{2}}-7f_{\frac{7}{2}}$	39098.464 [215]	44406.23 [215]	5307.766	6.71	
$6d_{\frac{5}{2}}-7f_{\frac{5}{2}}$	39098.464 [215]	44406.23 [215]	5307.766	0.335	
$6d_{\frac{3}{2}}-7f_{\frac{5}{2}}$	39048.576 [215]	44406.23 [215]	5357.654	6.92	
$5d_{\frac{5}{2}}-4f_{\frac{7}{2}}$	32915.539 [215]	39707.601	6792.062	82.9	71.3 [226]
$5d_{\frac{5}{2}}-4f_{\frac{5}{2}}$	32915.539 [215]	39707.63	6792.091	4.15	3.56 [226]
$5d_{\frac{3}{2}}-4f_{\frac{5}{2}}$	32892.23 [215]	39707.63	6815.4	86.7	74.3 [226]
$5d_{\frac{5}{2}}-5f_{\frac{7}{2}}$	32915.539 [215]	42220.281 [215]	9304.742	17.8	15.2 [226]
$5d_{\frac{5}{2}}-5f_{\frac{5}{2}}$	32915.539 [215]	42220.281 [215]	9304.742	0.892	0.759 [226]
$5d_{\frac{3}{2}}-5f_{\frac{5}{2}}$	32892.23 [215]	42220.281 [215]	9328.051	18.7	15.9 [226]
$5d_{\frac{5}{2}}-6f_{\frac{7}{2}}$	32915.539 [215]	43584.681 [215]	10669.142	7.14	
$5d_{\frac{5}{2}}-6f_{\frac{5}{2}}$	32915.539 [215]	43584.681 [215]	10669.142	0.357	
$5d_{\frac{3}{2}}-6f_{\frac{5}{2}}$	32892.23 [215]	43584.681 [215]	10692.451	7.51	
$5d_{\frac{5}{2}}-7f_{\frac{7}{2}}$	32915.539 [215]	44406.23 [215]	11490.691	3.67	
$5d_{\frac{5}{2}}-7f_{\frac{5}{2}}$	32915.539 [215]	44406.23 [215]	11490.691	0.183	
$5d_{\frac{3}{2}}-7f_{\frac{5}{2}}$	32892.23 [215]	44406.23 [215]	11514.	3.87	
$nf^2F - nd^2D$					
$5f_{\frac{7}{2}}-8d_{\frac{5}{2}}$	42220.281 [215]	43335.108 [215]	1114.827	13.6	8.09 [226]
$5f_{\frac{5}{2}}-8d_{\frac{5}{2}}$	42220.281 [215]	43335.108 [215]	1114.827	0.907	0.539 [226]
$5f_{\frac{5}{2}}-8d_{\frac{3}{2}}$	42220.281 [215]	43335.937 [215]	1115.656	12.7	7.75 [226]
$4f_{\frac{5}{2}}-7d_{\frac{3}{2}}$	39707.63	41836.443 [215]	2128.813	4.92	3.28 [226]
$4f_{\frac{5}{2}}-7d_{\frac{5}{2}}$	39707.63	41861.978 [215]	2154.348	0.326	0.228 [226]
$4f_{\frac{7}{2}}-7d_{\frac{5}{2}}$	39707.601	41861.978 [215]	2154.377	4.89	3.42 [226]
$4f_{\frac{5}{2}}-8d_{\frac{5}{2}}$	39707.63	43335.108 [215]	3627.478	0.0527	3.51 [226]
$4f_{\frac{7}{2}}-8d_{\frac{5}{2}}$	39707.601	43335.108 [215]	3627.507	0.790	0.526 [226]
$4f_{\frac{5}{2}}-8d_{\frac{3}{2}}$	39707.63	43335.937 [215]	3628.307	0.736	0.502 [226]
$nf^2F - ng^2G$					
$6f_{\frac{7}{2}}-7g_{\frac{9}{2}}$	43584.681 [215]	44424.807	840.126	99.0	

Таблица А.7. continued.

Transition $i-k$ $i \leftarrow k$	Lower level (cm <sup>-1</sup> ) (cm <sup>-1</sup> )	Upper level (cm <sup>-1</sup> ) (cm <sup>-1</sup> )	$\nu$ (cm <sup>-1</sup> ) (cm <sup>-1</sup> )	$f_{ik} \times 100$	
				This work	Other works
$6f_{\frac{7}{2}}-7g_{\frac{7}{2}}$	43584.681 [215]	44424.807	840.126	2.83	
$6f_{\frac{5}{2}}-7g_{\frac{7}{2}}$	43584.681 [215]	44424.807	840.126	102	
$5f_{\frac{7}{2}}-6g_{\frac{9}{2}}$	42220.281 [215]	43613.223	1392.942	110	
$5f_{\frac{7}{2}}-6g_{\frac{7}{2}}$	42220.281 [215]	43613.223	1392.942	3.14	
$5f_{\frac{5}{2}}-6g_{\frac{7}{2}}$	42220.281 [215]	43613.223	1392.942	113	
$5f_{\frac{7}{2}}-7g_{\frac{9}{2}}$	42220.281 [215]	44424.807	2204.526	23.2	
$5f_{\frac{7}{2}}-7g_{\frac{7}{2}}$	42220.281 [215]	44424.807	2204.526	0.662	
$5f_{\frac{5}{2}}-7g_{\frac{7}{2}}$	42220.281 [215]	44424.807	2204.526	23.8	
$4f_{\frac{5}{2}}-5g_{\frac{7}{2}}$	39707.63	42267.182	2559.552	138	
$4f_{\frac{7}{2}}-5g_{\frac{9}{2}}$	39707.601	42267.182	2559.581	134	
$4f_{\frac{7}{2}}-5g_{\frac{7}{2}}$	39707.601	42267.182	2559.581	3.84	
$4f_{\frac{5}{2}}-6g_{\frac{7}{2}}$	39707.63	43613.223	3905.593	21.2	
$4f_{\frac{7}{2}}-6g_{\frac{9}{2}}$	39707.601	43613.223	3905.622	20.6	
$4f_{\frac{7}{2}}-6g_{\frac{7}{2}}$	39707.601	43613.223	3905.622	0.588	
$4f_{\frac{5}{2}}-7g_{\frac{7}{2}}$	39707.63	44424.807	4717.177	7.25	
$4f_{\frac{7}{2}}-7g_{\frac{9}{2}}$	39707.601	44424.807	4717.206	7.05	
$4f_{\frac{7}{2}}-7g_{\frac{7}{2}}$	39707.601	44424.807	4717.206	0.201	
$ng^2G - nf^2F$					
$6g_{\frac{9}{2}}-7f_{\frac{7}{2}}$	43613.223	44406.23 [215]	793.007	2.84	
$6g_{\frac{7}{2}}-7f_{\frac{7}{2}}$	43613.223	44406.23 [215]	793.007	0.101	
$6g_{\frac{7}{2}}-7f_{\frac{5}{2}}$	43613.223	44406.23 [215]	793.007	2.74	
$5g_{\frac{9}{2}}-6f_{\frac{7}{2}}$	42267.182	43584.681 [215]	1317.499	1.10	
$5g_{\frac{7}{2}}-6f_{\frac{7}{2}}$	42267.182	43584.681 [215]	1317.499	0.0394	
$5g_{\frac{7}{2}}-6f_{\frac{5}{2}}$	42267.182	43584.681 [215]	1317.499	1.07	
$5g_{\frac{9}{2}}-7f_{\frac{7}{2}}$	42267.182	44406.23 [215]	2139.048	0.183	
$5g_{\frac{7}{2}}-7f_{\frac{7}{2}}$	42267.182	44406.23 [215]	2139.048	0.00655	
$5g_{\frac{7}{2}}-7f_{\frac{5}{2}}$	42267.182	44406.23 [215]	2139.048	0.177	
$ng^2G - nh^2H$					
$6g_{\frac{9}{2}}-7h_{\frac{11}{2}}$	43613.223	44428.653	815.43	136	
$6g_{\frac{9}{2}}-7h_{\frac{9}{2}}$	43613.223	44428.653	815.43	2.52	
$6g_{\frac{7}{2}}-7h_{\frac{9}{2}}$	43613.223	44428.653	815.43	139	
$5g_{\frac{9}{2}}-6h_{\frac{11}{2}}$	42267.182	43619.102	1351.92	131	
$5g_{\frac{9}{2}}-6h_{\frac{9}{2}}$	42267.182	43619.102	1351.92	2.43	
$5g_{\frac{7}{2}}-6h_{\frac{9}{2}}$	42267.182	43619.102	1351.92	134	
$5g_{\frac{9}{2}}-7h_{\frac{11}{2}}$	42267.182	44428.653	2161.471	12.1	
$5g_{\frac{9}{2}}-7h_{\frac{9}{2}}$	42267.182	44428.653	2161.471	0.224	
$5g_{\frac{7}{2}}-7h_{\frac{9}{2}}$	42267.182	44428.653	2161.471	12.3	
$nh^2H - ng^2G$					
$6h_{\frac{9}{2}}-7g_{\frac{9}{2}}$	43619.102	44424.807	805.705	0.00384	
$6h_{\frac{11}{2}}-7g_{\frac{9}{2}}$	43619.102	44424.807	805.705	0.173	
$6h_{\frac{9}{2}}-7g_{\frac{7}{2}}$	43619.102	44424.807	805.705	0.169	

