

Espectroscopia Atômica de Gases e Metais

Autor: Fernando R.T. Luna ✓

Orientador: Prof. Dr. Antonio G. Trigueiros

UNIVERSIDADE ESTADUAL DE
CAMPINAS

Espectroscopia Atômica de Gases e Metais

Por

Fernando R. T. Luna

Universidade Estadual de Campinas.

Instituto de Física "Gleb Wataghin", UNICAMP.

TESE

Submetida ao Instituto de Física

Universidade Estadual de Campinas

Como Requerimento para obtenção do

Título de Doutor em Física

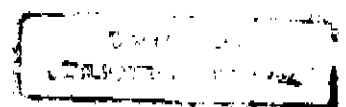
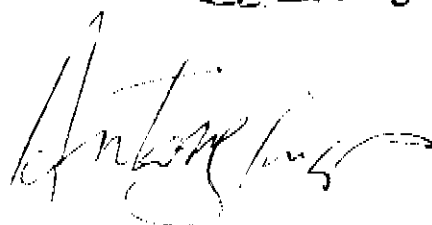
Campinas, São Paulo, Brasil

21/08/98

ESTE EXEMPLAR CORRESPONDE À REDAÇÃO FINAL DA TESE DE
DOUTORADO DEFENDIDA PELO ALUNO FERNANDO REMIGIO TRIGUEIRO
LUNA E APROVADA PELA COMISSÃO JULGADORA.

UNICAMP, 05 DE NOVEMBRO DE 1998

Antonio Trigueiros



UNIDADE IFGW/
 N.º CHAMADA:
 V. Ex.
 T. INBO BC/ 36027 / 1156 / IF
 PROC 395/98
 C ☐ D ☒
 PREÇO R\$ 11,00.
 DATA 16/12/98
 N.º CPD

CM.00119678-0

FICHA CATALOGRÁFICA ELABORADA PELA
 BIBLIOTECA DO IFGW - UNICAMP

T15e

Tamariz Luna, Fernando Remigio

**Espectroscopia atômica de emissão de gases e metais /
 Fernando R. T. Luna. - Campinas, SP : [s.n.], 1998.**

Orientador: Antonio Gomes Trigueiros.

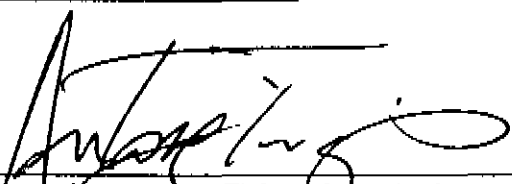
**Tese (doutorado) - Universidade Estadual de
 Campinas, Instituto de Física "Gleb Wataghin".**

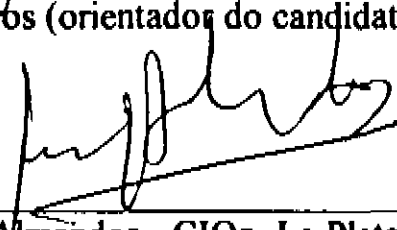
- 1. Espectroscopia de emissão atômica. 2. Espectros-
 copia atômica. 3. Espectroscopia ultravioleta de vácuo.
 4. Plasma (Gases ionizados). 5. Metais alcalinos.
 6. Rubidio. I. Trigueiros, Antonio Gomes. II. Universi-
 dade Estadual de Campinas. Instituto de Física "Gleb
 Wataghin". III. Título.**

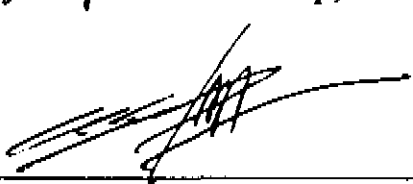
UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS
Instituto de Física "Gleb Wataghin"
Secretaria de Pós-Graduação

Membros da Comissão Julgadora da Tese de Doutorado de **FERNANDO REMÍGIO TAMARIZ LUNA** apresentada e aprovada ao Instituto de Física "Gleb Wataghin", da Universidade Estadual de Campinas, em 21 de agosto de 1998.

COMISSÃO JULGADORA:


Prof. Dr. Antonio Gomes Trigueiros (orientador do candidato) - IFGW/UNICAMP


Prof. Dr. Jorge Guillermo Reyna Almandos - CIOP, La Plata, Argentina


Prof. Dr. Cesar José Bonjuani Pagan - FEE/UNICAMP


Prof. Dr. Lisandro Pavie Cardoso - IFGW/UNICAMP


Prof. Dr. Roberto Antonio Clemente - IFGW/UNICAMP

Conteúdo

1	Teoria da Estrutura Atômica	19
1.1	Aproximação do Campo Central	21
1.2	Equações de Hartree - Fock	22
1.3	Acoplamento dos Momentos Angulares	24
1.3.1	Acoplamento LS	24
1.3.2	Acoplamento jj	25
1.3.3	Acoplamentos em Pares.	25
1.4	Transições Radiativas	26
1.4.1	Hamiltoniano de Interação e Elementos de Matrizes.	26
1.4.2	Probabilidade de Transição	30
1.4.3	Força de Oscilador Ponderada (gf)	34
1.4.4	Coefficientes de Einstein e Tempos de Vida Atômico.	34
2	Experimento	37
2.1	O Theta-Pinch	37
2.2	Espectrógrafo	40
2.3	Sistema de Vácuo	43

2.4	Vaporizador de Metais Alcalinos	44
2.5	Chave Crowbar	46
2.6	Preparo do Sistema e Registro dos Espectros	48
3	Discussão e Análise dos Dados	53
3.1	Cálculo computacional	53
3.1.1	Cálculo de Funções Radiais	55
3.1.2	Cálculo de Níveis de Energia e Parâmetros Angulares no Espectro Atômico	57
3.1.3	Ajuste de Parâmetros Para Níveis Experimentais	59
3.2	Extrapolação de Dados Através Sequências Isoeletrônicas	60
3.2.1	Princípio de combinação de Rydberg-Ritz	60
3.2.2	Sequências isoeletrônicas	61
3.2.3	Determinação das Transições para as Configurações $4s^24p^2$ e $4s^24p4d$ no Espectro do Rb VI.	62
3.3	Análise Espectral do Xe VII	73
3.4	Forças de Osciladores Ponderadas e Tempos de Vida para o Espectro do Si X	80
3.5	Compilação de Dados Sobre o Espectro do Rb I	93
3.5.1	Introdução	93
3.5.2	Discussão Sobre o Espectro do Rb I	93
3.6	Análise Espectral dos Íons do Rubídio RbVI, Rb VII e Rb VIII	99
3.6.1	Introdução	99

3.6.2	Experimento	100
3.6.3	Leitura dos Espectros de Emissão	101
3.6.4	Classificação Iônica	103
3.6.5	Tabela de Linhas Classificadas	103

4 Conclusões e Perspectivas Futuras 111

4.1	Trabalhos Publicados	111
4.1.1	O Espectro do Xe VII	111
4.1.2	Theta-Pinch.	112
4.1.3	Si X	114
4.1.4	Rb I	115
4.1.5	Rb VI	115
4.1.6	Rb VI, Rb VII, e RbVIII	117
4.2	Perspectivas futuras.	117

5 Apêndice: Trabalhos Publicados, Aceitos e Submetidos. 123

Lista de Figuras

2.1	Espectrógrafo	39
2.2	Chave spark-gap	41
2.3	Linha de transmissão e theta-pinch	42
2.4	Vaporizador de metais alcalinos	45
3.1	Gráfico para a sequência isoeletrônica do Ge I, valores experimentais.	63
3.2	Gráfico para a sequência isoeletrônica do Ge I, valores calculados. . .	64
3.3	Sequência isoeletrônica do Ge I, para a transição $4s^2 4p^2 \ ^3P_2 - 4s^2 4p 4d \ ^3D_3$. . .	65
3.4	Sequência isoeletrônica do Ge I, para a transição $4s^2 4p^2 \ ^3P_2 - 4s^2 4p 4d \ ^3D_2$.	65
3.5	Sequência isoeletrônica do Ge I, para a transição $4s^2 4p^2 \ ^3P_1 - 4s^2 4p 4d \ ^3D_1$.	66
3.6	Sequência isoeletrônica do Ge I, para a transição $4s^2 4p^2 \ ^3P_2 - 4s^2 4p 4d \ ^3D_1$.	67
3.7	Sequência isoeletrônica do Ge I, para a transição $4s^2 4p^2 \ ^3P_0 - 4s^2 4p 4d \ ^3D_1$.	68
3.8	Sequência isoeletrônica do Ge I, para a transição $4s^2 4p^2 \ ^3P_2 - 4s^2 4p 4d \ ^3P_1$.	68

Lista de Tabelas

3.21	Transições prováveis para o Rb VI, calculadas usando-se o método gráfico das seqüências isoeletrônicas.....	70
3.22	Níveis de energia do Rb VI. A pureza é dada na representação LS. Componentes menores que 5% foram omitidas da expressão.....	71
3.23	Valores dos parâmetros de Hartree-Fock prováveis obtidos para Rb VI.....	72
3.31	Novas transições classificadas no espectro do Xe VII	77
3.32	Novos valores dos níveis de energia para Xe VII	78
3.33	Valores ajustados dos parâmetros pelo programa RCE, do Xe VII	79
3.41	Parâmetros de Hartree-Fock para Si X, paridade ímpar	82
3.41	Parâmetros de Hartree-Fock para Si X, paridade ímpar-Continuação....	83
3.41	Parâmetros de Hartree-Fock para Si X, paridade ímpar-Continuação.....	84
3.41	Parâmetros de Hartree-Fock para Si X, paridade ímpar-Continuação.....	85
3.42	Parâmetros de Hartree-Fock para Si X, paridade par	86
3.42	Parâmetros de Hartree-Fock para Si X, paridade par - Continuação	87
3.42	Parâmetros de Hartree-Fock para Si X, paridade par - Continuação	88
3.42	Parâmetros de Hartree-Fock para Si X, paridade par - Continuação	89

3.43	Força do Oscilador Ponderada e espectros de linha para Si X	90
3.43	Continuação	91
3.44	Tempos de vida para o espectro de Si X	92
3.51	Referências	102
3.52	Linhas observadas e, classificação iônica para rubídio	105
3.52	Continuação	106
3.52	Continuação	107
3.52	Continuação	108
3.52	Continuação	109
3.52	Continuação	110
4.11	Parâmetros da fonte de luz espectroscópica	113

Agradecimentos

- Ao Prof. Dr. Antonio Trigueiros, pela orientação, e transmissão de experiência para o desenvolvimento desta tese.
- Ao amigo Dr. Gildo de Holanda Cavalcanti, pela ajuda indispensável nas discussões esclarecedoras.
- Aos professores do grupo de Plasma: Dr. Roberto Clemente, Dr. Munemasa Machida, e Dr. Paulo Sakanaka, pelo apoio e amizade.
- Ao Dr. Luis Angelo Berni, pela amizade e ajudas nas sugestões.
- Ao Prof. Dr. Edson Shibuya, do Departamento de Raios Cósmicos, pelo uso do Microdensitômetro nas leituras dos espectros de linha obtidos no laboratório e ao pessoal de apoio, pela ajuda desinteressada nos momentos de uso do microdensitômetro.
- Aos companheiros de Laboratório, José Tomaselli, Andres Fulvio , Annette Siems e Lucia Helena Coutinho, pela amizade, e ao pessoal técnico do Laboratório de Plasmas, em especial a Douglas Cioban.
- Ao pessoal das secretarias, do DEQ e da pós-graduação pela ajuda, em especial a Marinês pela atenção em assuntos importantes.
- Ao pessoal dos serviços de apoio: oficina mecânica, vácuo, eletrônica e vidraria.

- Ao pessoal da biblioteca: Nilza, Rita, Miriam, Célia e Tânia pelo apoio nas pesquisas bibliográficas e pela amizade.
- Ao CNPq, a FAPESP, a CAPES , a FINEP e o FAEP, pela ajuda financeira nesse projeto.
- Aos meus pais pelo apoio e incentivo em cada momento.
- À Claudia, que esteve junto comigo e participou de cada momento, compartilhando das vitórias e das dificuldades, com seu amor e sua presença.

Muito Obrigado !!

Resumo

Esse trabalho de tese versa sobre o estudo detalhado dos espectros atômicos de emissão do gás nobre xenônio e dos íons atômicos do rubídio, que pertence aos metais alcalinos, usando como fonte espectral um theta-pinch combinado com um vaporizador de metais. Também, é feita uma revisão do espectro do silício nove vezes ionizado, Si X, determinando-se por um método semiempírico os parâmetros atômicos, forças de osciladores ponderadas e tempos de vida para esse íon.

Para a análise da estrutura atômica usamos o código computacional desenvolvido pelo prof. R. D. Cowan, nos cálculos multiconfiguracionais de Hartree-Fock. Para o xenônio seis vezes ionizado (Xe VII) 27 novas transições são classificadas, e 11 novos níveis de energia são determinados. As configurações que foram estudadas são: $5p^2$, $5p5d$ e $5s5d$.

O estudo do átomo do rubídio foi dividido em várias etapas. Inicia-se com uma revisão completa da lista de dados experimentais observados por diferentes autores para o espectro do rubídio neutro (Rb I), para depois construirmos uma lista completa de comprimentos de onda e níveis de energia de interesse para espectroscopia, estudo de materiais e medicina. Para a análise do espectro de rubídio cinco vezes ionizado (Rb VI) usamos as seqüências isoeletrônicas do Ge I e o código computacional de Cowan, encontrando-se um total de 11 transições prováveis originadas da configuração excitada $4s^24p4d$ para a configuração fundamental $4s^24p^2$. É realizado um estudo preliminar dos diferentes íons de rubídio, observando resultados de comprimentos de onda compatíveis com as publicações de vários autores, dando assim

crédito a nosso trabalho. Depois da classificação para os íons observados de Rb III até Rb VIII, foram achados 246 transições que são listadas numa tabela.

Realizamos o cálculo das forças de osciladores ponderadas (gf) para 123 transições e os tempos de vida para 70 níveis de energia do espectro do Si X.

Abstract

This thesis is devoted to a detailed study of the emission atomic spectra of the rare gas Xenon and the alkaline metal Rubidium, using a theta-pinch as a spectral source. A revision of nine times ionized Silicon spectrum, Si X, is also done.

In order to analyse the atomic structure we use the computational code developed by Prof. R. D. Cowan, for the Hartree-Fock multiconfigurational calculations. For the six times ionised Xenon (Xe VII) 27 new transitions are classified and 11 new energy levels are determined. The studied configurations are: $5p^2$, $5p5d$ e $5s5d$.

The study of Rubidium atom was divided in several steps. A complete revision of experimental data observed by different authors, for the case of neutral Rubidium (Rb I) was started. A complete list of wavelengths and energy levels, of interest for spectroscopy, material sciences and medical studies, is constructed. In order to analyse the five times ionized Rubidium spectrum (Rb VI), we used the isoelectronic sequence of Ge I and the computational code, finding a total of 11 probably transitions originated from the $4s^24p4d$ excited configuration to the fundamental configuration $4s^24p^2$. A preliminary study of different Rubidium atomic ions, is done by looking for wavelengths compatible with published data of several authors, giving in such way credibility to our work. After classification, for the observed Rb III to Rb VIII ions, 246 transitions are reported in a table.

We also did the calculation of weighted oscillator strengths (gf) for 123 transitions and the lifetimes for 70 energy levels of Si X spectrum.

Introdução

A espectroscopia atômica é um dos ramos mais antigos da física. O evento histórico mais importante da espectroscopia deve-se a Isaac Newton. Ele passou um raio de luz através de um prisma e observou uma banda de cores, banda essa que foi denominada de espectro. Mesmo antes do advento da teoria quântica progressos consideráveis foram obtidos com os trabalhos do físico sueco Ångström sobre os espectros dos gases e vapores de metais. Ångström construiu um observatório no teto do Instituto de Física da Universidade de Uppsala para fazer observações solares. Ele também trabalhou na determinação de precisos comprimentos de onda que servissem como padrões. Em reconhecimento ao seu árduo e importante trabalho a unidade de comprimento de onda tem o seu nome. Rydberg foi também um pioneiro no estudo semiempírico das raiaes espectrais e estabeleceu uma fórmula empírica para a sua explicação. Outros grandes espectroscopistas antes do advento da física quântica foram : Ritz, Lyman, Balmer, Bracket, Pfund, etc.

Com o advento da teoria quântica de Max Planck a espectroscopia atômica recebeu um grande impulso. Uma das primeiras aplicações da teoria quântica foi feita pelo físico Niels Bohr para o modelo do átomo do hidrogênio. O modelo de Bohr conseguiu explicar as raiaes espectrais já obtidas há décadas atrás. O desenvolvimento da física quântica e o aparecimento de uma mecânica (mecânica quântica), que conseguiu descrever o movimento das partículas atômicas, permitiu a abertura do caminho para o estudo teórico da espectroscopia. Como sabemos a equação da nova mecânica, equação de Schrödinger, só tem solução exata para o problema de um elétron. As equações de Hartree-Fock[1] , que são uma solução aproximada da

equação de Schrödinger, permitiu o estudo teórico da espectroscopia de sistemas de mais de um elétron. A álgebra de Racah[2] veio completar o acervo teórico da espectroscopia atômica. Nos idos dos anos 40 dois livros foram publicados de interesse para espectroscopia; um experimental por White [3] e outro teórico por Condon and Shortley[4]. Esses dois livros contêm os fundamentos da espectroscopia atômica. Um outro trabalho de grande utilidade na espectroscopia é o de Edlén [5]. Esse trabalho versa principalmente sobre as regularidades dos espectros de vários elementos dentro de uma sequência isoeletrônica. É considerado por muitos como a “bíblia da espectroscopia atômica”. A partir de 1960, o advento de novas fontes espectroscópicas: lasers de alta potência e pulsos curtos, máquinas de plasmas, satélites e aceleradores de partículas, permitiram a obtenção de espectros de íons altamente ionizados. O conceito de íons altamente ionizados empregaremos para átomos com grau de ionização maior ou igual a quatro. O objeto da tese é o estudo detalhado dos espectros atômicos de emissão do Xe VII e dos íons de rubídio, sua interpretação e a classificação dos mesmos.

O desenvolvimento do cálculo computacional trouxe para a espectroscopia atômica não só maior rapidez no tratamento dos dados como também maior precisão. O código computacional que utilizamos nos nossos trabalhos foi desenvolvido pelo físico americano do Laboratório de Los Alamos, Dr. Robert Cowan[6]. É um código muito prático que não só permite fazermos previsões de parâmetros espectroscópicos como também testarmos os resultados experimentais. A maior parte dos laboratórios no mundo utilizam o código do Dr. Cowan com exceção dos franceses e russos que têm o seu próprio código. Uma série de outros programas são utilizados durante o

tratamento dos dados experimentais, muitos deles desenvolvidos pelo Dr. Pagan [7].

Esta tese consta de 4 capítulos. No Capítulo I trataremos da parte teórica da espectroscopia atômica. É um tratamento quântico. Como não demos nenhuma contribuição nova a essa teoria faremos apenas um breve resumo da teoria empregada e utilizaremos mais citações de trabalhos e livros que contêm os elementos citados. No Capítulo II dedicaremos mais espaço pois a nossa tese apresenta uma série de inovações experimentais que foram introduzidas durante o seu desenvolvimento e aplicados para obtenção de resultados experimentais. No Capítulo III apresentaremos os métodos empregados para análise dos dados experimentais. Neste ponto, entraremos em detalhes sobre os parâmetros teóricos fornecidos pelo programa de Cowan e o gráficos de Edlén para estudos dos íons em uma sequência isoeletrônica. No Capítulo IV apresentaremos as conclusões

Durante o período de desenvolvimento da minha tese de doutoramento, grande parte dos dados obtidos foram publicados ou submetidos a revistas internacionais, conforme citamos abaixo. Outros dados não publicados, estão em fase de análise mas os resultados preliminares dessas análises são encontrados no contexto da tese.

- Título: Vacuum ultraviolet spectrum of six-times ionized xenon,

Xe VII

Autores: G. H. Cavalcanti, F. R. T. Luna, A. G. Trigueiros, F. Bredice, H. Sobral, R Hutton, and M.Wang

Publicado: The Journal of the Optical Society of America B: 14, 2459 (1997)

- Título: A theta-pinch as a spectroscopic light source

Autores: F. R. T. Luna, G. H. Cavalcanti and A. G. Trigueiros.

Publicado: Journal of Physics D: Applied Physics, **31**, 866 - 872 (1998)

- **Titulo:** **Weighted Oscillator Strengths and Lifetimes for the Si X**

Spectrum

Autores: G. H. Cavalcanti, F. R. T. Luna and A. G. Trigueiros.

Aceito: Journal of Quantitative Spectroscopic and Radiative Transfer

- **Titulo:** **A compilation of Energy Levels and Wavelengths for**

the Spectrum of Neutral Rubidium (Rb I)

Autores: F. R. T. Luna, G. H. Cavalcanti and A. G. Trigueiros.

Submetido: Journal of Physical and Chemical Reference Data.

- Na seção 3.2.3 apresentamos dados não publicados do espectro de rubídio cinco vezes ionizado (Rb VI). Apresenta-se o método de análise usado e o suporte para estes resultados. A configuração excitada é $4s^2 4p 4d$, que decai para a configuração fundamental, $4s^2 4p^2$, determinando-se várias transições novas, resultados que serão publicados futuramente.
- Uma análise de vários íons do rubídio é realizada na seção 3.6. Na tabela (3.52) do capítulo 4 encontram-se os resultados.

Capítulo 1

Teoria da Estrutura Atômica

A equação básica da mecânica quântica, a equação de Schrödinger, resolve o problema de movimento de uma partícula, ou seja, o átomo de hidrogênio. Já para sistemas de dois elétrons, o átomo de Hélio, a solução exata da equação de Schrödinger é muito complicada. A energia potencial de Coulomb para $Z=2$ contém dois termos para as atrações elétron-núcleo e um terceiro termo descrevendo a repulsão elétron-elétron. Para sistemas de dois ou mais elétrons temos soluções aproximadas para a equação de Schrödinger.

Este capítulo é destinado ao conteúdo teórico da estrutura atômica. A descrição é feita em forma sucinta devido a que o tema é discutido amplamente em varias referências[6, 8, 9, 10, 11]. A referência[6] é citada com mais frequência por ter uma interligação entre teoria e experimento.

O sistema de muitos elétrons pode ser tratado da seguinte maneira: os átomos são considerados num sistema sem perturbação onde são ignorados as interações entre pares de elétrons. Estas simplificações permitem que a equação de Schrödinger seja

separada em equações similares aos de átomos com um elétron. Um sistema não perturbado com estas propriedades existe supondo que cada elétron se movimenta independentemente num potencial efetivo esfericamente simétrico. Esse potencial é a soma dos potenciais esfericamente simétrico de atração de Coulomb devido ao núcleo e um potencial de repulsão que representa o efeito médio das forças de repulsão de Coulomb entre o elétron e os outros $N - 1$ elétrons.

Assim a equação de Schrödinger para átomos com um elétron é estendida para átomos multi-eletrônicos. Um operador Hamiltoniano apropriado para átomos com N elétrons pode ser obtido somando os operadores conhecidos de um elétron e, adicionando os termos para as interações eletrostáticas de Coulomb entre os elétrons.

$$H = \sum_{i=1}^N \left[\frac{p_i^2}{2m} - \frac{Ze^2}{r_i} \right] + \sum_{\text{pares}} \frac{e^2}{r_{ij}} + \sum_{i=1}^N \xi(r_i) \vec{l}_i \cdot \vec{s}_i \quad (1.1)$$

Onde r_i é a distância do i - ésimo elétron para o núcleo, r_{ij} é a distância entre o i - ésimo e j - ésimo elétron, e $H = H_0 + H_1 + H_2$ ($H_0 = \sum_{i=1}^N \left[\frac{p_i^2}{2m} - \frac{Ze^2}{r_i} \right]$, $H_1 = \sum_{\text{pares}} \frac{e^2}{r_{ij}}$, $H_2 = \sum_{i=1}^N \xi(r_i) \vec{l}_i \cdot \vec{s}_i$). A soma é sobre os pares de elétrons e o termo final do Hamiltoniano representa a interação magnética entre o spin e o próprio momento orbital, conhecida como interação spin - órbita. O fator de proporcionalidade que aparece no último termo inclui uma função de energia potencial apropriada $V(r)$ para um elétron num átomo multi-eletrônico. Outras interações magnéticas poderiam ser consideradas no Hamiltoniano; órbita-órbita, spin-spin e spin-outras-órbitas. Elas são, contudo, de menor importância comparada com a interação spin - órbita. Buscaremos a seguir a solução da equação de Schrödinger mediante métodos

aproximados. Usualmente assume-se uma função de onda que contém parâmetros ajustáveis. O primeiro método foi desenvolvido por Slater[12] e posteriormente estendido por Condon and Shortley [4]. O procedimento básico consiste em expandir a função de onda Ψ em termos de um conjunto completo de funções ortogonais ψ_b . Os elementos de matriz obtidos com essas funções permitem obter uma solução não trivial para o conjunto de equações[6].

1.1 Aproximação do Campo Central

O modelo de aproximação de campo central desenvolvido para átomos com muitos elétrons tem como ponto de partida que cada um dos elétrons se movimenta num potencial $U(r_i)$ esféricamente simétrico produzido pelo núcleo e todos os outros elétrons.

Para podermos expressar o hamiltoniano dos N-elétrons usamos a equação(1.1) e excluímos o último termo, ficando o hamiltoniano como: $H_I = \sum_{i=1}^N [\frac{p_i^2}{2m} - \frac{Ze^2}{r_i}] + \sum_{\text{pares}} \frac{e^2}{r_{ij}}$, com $H_0 = \sum_{i=1}^N [\frac{p_i^2}{2m} - \frac{Ze^2}{r_i}]$ e $H_1 = \sum_{\text{pares}} \frac{e^2}{r_{ij}}$, ou seja $H_I = H_0 + H_1$.

Usamos H_I para representar um novo hamiltoniano com o potencial $U(r_i)$ esféricamente simétrico dado por [11], então H_I pode ser escrito (tirando o índice) como

$$H = H'_0 + H'_1.$$

$$H'_0 = \sum_{i=1}^N [\frac{p_i^2}{2m} + U(r_i)] \quad (1.2)$$

onde

$$\sum_{i=1}^N U(r_i) = - \sum_{i=1}^N \frac{Ze^2}{r_i} + \langle \sum_{i,j} \frac{e^2}{r_{ij}} \rangle \quad (1.3)$$

$$H'_1 = \sum_{i,j} \frac{e^2}{r_{ij}} - \langle \sum_{i,j} \frac{e^2}{r_{ij}} \rangle \quad (1.4)$$

Sendo $\langle \sum_{i \neq j} \frac{e^2}{r_{ij}} \rangle$ a média da repulsão eletrônica sobre uma esfera, H_1' é o hamiltoniano que contém a parte esférica da repulsão eletrônica e H_0' contém a energia cinética média da repulsão eletrônica.

Então a solução da equação de Schrödinger $H_0'\Psi = E\Psi$ para átomos com N elétrons admite como solução a função de onda $\Psi(\lambda_1, \lambda_2, \dots, \lambda_N)$ onde λ_i denota um conjunto de coordenadas espacial e spin do elétron. O hamiltoniano para esse sistema é independente do spin do elétron e simétrica na variável espacial. Assim, as autofunções podem ser separadas numa parte espacial $\psi(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \mathbf{r}_3, \dots, \mathbf{r}_N)$ e de spin $\chi(1, 2, 3, \dots, N)$. Finalmente $\psi(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \mathbf{r}_3, \dots, \mathbf{r}_N)\chi(1, 2, 3, \dots, N)$ pode ser expresso numa função de onda de N elétrons antisimétrica. Pelo requerimento do princípio de exclusão de Pauli, a forma será mediante um ou mais determinantes de Slater¹.

Na aproximação do campo central o problema principal é o conhecimento do potencial $U(r)$ e a correção do resultado aproximado. Para a determinação do potencial são usados dois métodos; o primeiro desses é devido ao modelo estatístico de Thomas [13] e Fermi [14], e o segundo método devido a Hartree [15]. Na prática o método mais usado é o de Hartree-Fock [1] que é uma generalização do método de Hartree.

1.2 Equações de Hartree - Fock

O método mais prático para átomos complexos é conhecido como método de Hartree-Fock ou de campo auto-consistente. Essa aproximação foi formulada por Hartree em 1928 [15]. O ponto de partida é o modelo de partícula independente onde cada elétron se movimenta num potencial efetivo levando-se em consideração a atração do

¹ Estes determinantes de Slater são amplamente expostos nas referências [6, 8, 11]

núcleo e o efeito médio da interação repulsiva dos outros elétrons. Nesse caso cada elétron é descrito por uma função de onda num sistema de muitos elétrons. Usando-se argumentos intuitivos Hartree escreve equações para as funções de onda do elétron individual, propondo um procedimento iterativo para resolver essas equações. Esse método foi enriquecido pelos trabalhos de Fock e Slater ². Na prática considera-se o seguinte hamiltoniano, eq(1.1)

$$H = \sum_i H_0(i) + \sum_{i,j} \frac{e^2}{r_{ij}} \quad (1.5)$$

$$H_0(i) = \frac{p_i^2}{2m} - \frac{Ze^2}{r_i} \quad (1.6)$$

O método de Hartree-Fock (HF) é baseado no princípio variacional e na aproximação de campo central. Segundo a aproximação do campo central, cada elétron interage com o campo médio $U(r_i)$ dos demais elétrons e do núcleo, movendo-se como se só ele existisse. A função de onda do sistema é construída a partir das funções de onda de partícula única, tendo a seguinte forma $\psi_i(\lambda_i) = \frac{1}{r_i} P_{n_i, l_i} Y_{n_i, l_i}(\theta, \phi) \chi(m_{s_i})$. O λ_i representa as coordenadas de espaço e spin do i -ésimo elétron onde um estado será aproximado por um só determinante de Slater [11], que podemos escrever em forma abreviada $\Psi(\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3 \dots \lambda_N) = (1/\sqrt{N!}) \det\{\psi_1(\lambda_1), \psi_2(\lambda_2), \psi_3(\lambda_3) \dots \psi_N(\lambda_N)\}$, sendo que os $\psi_i(\lambda_i)$ satisfazem as condições de ortogonalidade. A condição principal é a minimização da energia do sistema pelo cálculo variacional ou seja, $\delta\langle\Psi|H|\Psi\rangle = 0$.

O resultado do cálculo de $E = \langle\Psi|H|\Psi\rangle$ é um conjunto de equações integro - diferenciais acopladas e que devem ser resolvidas por técnicas de cálculo numérico ³.

² Pode ser encontrado na página 320 da referencia [8].

³ As equações de HF podem ser encontradas em varias referências como [6, 16], e outras

1.3 Acoplamento dos Momentos Angulares

No hamiltoniano da eq(1.1) o último termo foi excluído para representar um novo hamiltoniano que será usado na aproximação de campo central. Esse termo corresponde a interação spin-órbita dos elétrons. Considerando-se o modelo de partículas independentes, sendo $H_2 = \sum_{i=1}^N \xi(r_i) \mathbf{l}_i \cdot \mathbf{s}_i$ o hamiltoniano de interação spin-órbita, onde $\mathbf{l}_i$ representa o momento angular orbital, $\mathbf{s}_i$ é o momento angular de spin. Tanto $\mathbf{l}_i$ como $\mathbf{s}_i$ são operadores de momentos angulares de um elétron⁴. Veremos como esses momentos angulares são agrupados, pois esses acoplamentos são muito usados na espectroscopia atômica. Eles são denominados acoplamentos LS , jj , jK , etc.

1.3.1 Acoplamento LS

Esse tipo de acoplamento é composto de um conjunto de momentos angulares (orbital e spin). Os momentos angulares orbitais $\mathbf{l}_i$ dos elétrons se acoplam para formar um momento angular total: $\mathbf{L} = \sum_{i=1}^N \mathbf{l}_i$. A grandeza L é constante e satisfaz a regra de quantização. Da mesma forma os momentos angulares de spin $\mathbf{s}_i$ dos elétrons se acoplam para formar o momento angular total de spin: $\mathbf{S} = \sum_{i=1}^N \mathbf{s}_i$. A grandeza S é constante e também satisfaz a regra de quantização.

$\mathbf{L}$ e $\mathbf{S}$ são acoplados ao mesmo tempo para dar $\mathbf{J} = \mathbf{L} + \mathbf{S}$, ou $\mathbf{J} = \sum \mathbf{l}_i + \mathbf{s}_i$. Nesse caso a função de onda será autofunção de H , L^2 , L_z , S^2 , S_z , J^2 , J_z com autovalores E , $L(L+1)\hbar$, $M_L\hbar$, $S(S+1)\hbar$, $M_S\hbar$, $J(J+1)\hbar$ e $M\hbar$. Esse tipo de acoplamento é conhecido como acoplamento Russel-Saunders [21].

⁴ Os operadores de momento angular, assim como a composição de momentos angulares podem ser encontrados em varias referências como [17, 18, 19, 20] e outros textos básicos de Mecânica Quântica.

1.3.2 Acoplamento jj

Os átomos com número atômico pequeno é um bom exemplo de acoplamento LS . Com o aumento do número atômico (Z) a interação spin-órbita torna-se progressivamente mais importante e, no limite, quando esta interação torna-se muito maior que o termo de Coulomb, então a condição de acoplamento que permanece é puramente jj .

As funções base são formadas pelo acoplamento do spin de cada elétron com o próprio momento angular orbital. O esquema é da seguinte forma: $\mathbf{l}_i + \mathbf{s}_i = \mathbf{j}_i$, isto é:

$$\mathbf{l}_1 + \mathbf{s}_1 = \mathbf{j}_1$$

$$\mathbf{j}_1 + \mathbf{j}_2 = \mathbf{J}_2$$

$$\mathbf{J}_2 + \mathbf{j}_3 = \mathbf{J}_3$$

.

.

.

$$\mathbf{J}_{N-1} + \mathbf{j}_N = \mathbf{J}_N = \mathbf{J}$$

e a notação usual para acoplamento jj é: $(j_1, j_2)_J$

1.3.3 Acoplamentos em Pares.

Esse tipo de acoplamento é caracterizado por apresentar os níveis de energia em pares[22]. As condições importantes a serem cumpridas nesse tipo de acoplamento são que as configurações em estudo sejam as excitadas, e que as energias só dependam fracamente do spin s do elétron excitado. Os pares de níveis obtidos mediante esse

acoplamento correspondem aos dois possíveis valores de $\mathbf{J}$ que são obtidos somando-se $\mathbf{s}$ à resultante $\mathbf{K}$ de todos os outros momentos angulares

Os pares de acoplamentos ocorrem principalmente quando o elétron excitado tem momento angular grande e experimenta apenas pequenas interações como as de Coulomb e a interação spín - órbita. O par de acoplamento mais conhecido é o jK [23]. Essa interação ocorre quando a interação mais forte é a interação spín - órbita do elétron mais fortemente ligado, e a interação eletrostática é fraca.

O esquema de acoplamento correspondente é [6]:

$$\mathbf{l}_1 + \mathbf{s}_1 = \mathbf{j}_1$$

$$\mathbf{j}_1 + \mathbf{l}_2 = \mathbf{K}$$

$$\mathbf{K} + \mathbf{s}_2 = \mathbf{J}$$

Existe uma notação padrão para os níveis de energia, dada por:

$$j_1[\mathbf{K}]_J \tag{1.7}$$

Esse tipo de acoplamento ocorre particularmente em configurações excitadas dos gases nobres (Ne, Ar, Kr, Xe, Rn).

1.4 Transições Radiativas

1.4.1 Hamiltoniano de Interação e Elementos de Matrizes.

O hamiltoniano total para a interação do campo com o sistema atômico é descrito da seguinte forma:

$$\hat{H} = \hat{H}_{rad} + \hat{H}_{atm} + \hat{H}_{int} \quad (1.8)$$

onde:

$$\begin{aligned} \hat{H}_{rad} &= \sum_{\mathbf{k}\lambda} \hbar \omega_{\mathbf{k}} (a_{\mathbf{k}\lambda}^{\dagger} a_{\mathbf{k}\lambda} + 1/2) \\ \hat{H}_{atm} &= \sum_i \left(\frac{p_i^2}{2m} \right) + V' \end{aligned} \quad (1.9)$$

O $\hat{H}_{rad}$ corresponde ao hamiltoniano para o campo livre. $\hat{H}_{atm}$ é o hamiltoniano atômico com os termos que são necessários para definir estados atômicos, isto é, a interação de Coulomb com o núcleo (V' contém termos necessários para definir o estado atômico). O termo $\hat{H}_{int}$ é o hamiltoniano que descreve a interação dos elétrons com o campo descrito pelo potencial vetor $\mathbf{A}$.

$$\hat{H}_{int} = \frac{e}{mc} \mathbf{p} \cdot \mathbf{A} + \frac{e^2}{2mc^2} A^2 + \frac{eh}{2mc} \boldsymbol{\sigma} \cdot \nabla \times \mathbf{A} \quad (1.10)$$

O hamiltoniano total pode ser escrito por duas componentes, $\hat{H}_0 = \hat{H}_{rad} + \hat{H}_{atm}$ e $\hat{H}_{int}$. $\hat{H}_{int}$ é considerado como uma perturbação⁵.

Das três expressões no hamiltoniano de interação (1.10), o primeiro termo é dominante nas interações eletromagnéticas e, usando-se o potencial vetor, pode ser expresso como: $\hat{H}_1 = \sum_{\mathbf{k}\lambda} \left(\frac{e}{m} \right) \sqrt{\frac{2\pi\hbar}{\omega_{\mathbf{k}}V}} (\hat{\mathbf{e}}_{\mathbf{k}\lambda} \cdot \mathbf{p}) \{ a_{\mathbf{k}\lambda} e^{i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r})} + a_{\mathbf{k}\lambda}^{\dagger} e^{-i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r})} \}$, sendo separadas em $\hat{H}_1^{(-)}$ e $\hat{H}_1^{(+)}$. Posteriormente nos referiremos à esses hamiltonianos⁶.

⁵ $\boldsymbol{\sigma}$ representa as matrizes de Pauli.

⁶ V representa o volume da cavidade necessária para expressar a energia.

$$\begin{aligned}\hat{H}_1^{(-)} &= \sum_{\mathbf{k}\lambda} \left(\frac{e}{m}\right) \sqrt{\frac{2\pi\hbar}{w_{\mathbf{k}}V}} (\hat{\mathbf{e}}_{\mathbf{k}\lambda} \cdot \mathbf{p}) a_{\mathbf{k}\lambda} e^{i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r})} \\ \hat{H}_1^{(+)} &= \sum_{\mathbf{k}\lambda} \left(\frac{e}{m}\right) \sqrt{\frac{2\pi\hbar}{w_{\mathbf{k}}V}} (\hat{\mathbf{e}}_{\mathbf{k}\lambda} \cdot \mathbf{p}) a_{\mathbf{k}\lambda} a_{\mathbf{k}\lambda}^\dagger e^{-i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r})}\end{aligned}\quad (1.11)$$

A função de onda de todo o sistema é um produto de funções de onda do átomo mais a função de onda que descreve o campo de radiação. Sua expressão é: $\psi_a |n_1, n_2, \dots, n_i \dots\rangle \equiv |\psi_a; n_1, n_2, \dots, n_i \dots\rangle$. Onde ψ_a é autofunção do hamiltoniano atômico e $|\psi_a; n_1, n_2, \dots, n_i \dots\rangle$ com $n_i = n_{k_i \lambda_i}$ é a função de onda que descreve a radiação[24]. Os elementos de matriz para a eq(1.11) são:

$$\begin{aligned}\langle \psi_b; n'_1, n'_2, \dots, n'_i \dots | \hat{H}_1^{(-)} | \psi_a; n_1, n_2, \dots, n_i \dots \rangle \\ \langle \psi_b; n'_1, n'_2, \dots, n'_i \dots | \hat{H}_1^{(+)} | \psi_a; n_1, n_2, \dots, n_i \dots \rangle\end{aligned}\quad (1.12)$$

Tendo em consideração que no espaço de Fock, $|n_{k_1 \lambda_1}\rangle |n_{k_2 \lambda_2}\rangle |n_{k_3 \lambda_3}\rangle \dots |n_{k_i \lambda_i} \dots\rangle \equiv |n_{k_1 \lambda_1}, n_{k_2 \lambda_2}, n_{k_3 \lambda_3}, \dots, n_{k_i \lambda_i} \dots\rangle$ com $n_{k_i \lambda_i} = n_i$, temos: $|n_1\rangle |n_2\rangle |n_3\rangle \dots |n_i \dots\rangle \equiv |n_1, n_2, \dots, n_i \dots\rangle$.

As seguintes condições podem ser aplicadas na eq(1.12)

$$\begin{aligned}\langle n'_1, n'_2, \dots, n'_i \dots | n_1, n_2, \dots, n_i \dots \rangle &= \delta_{n'_1 n_1} \delta_{n'_2 n_2} \dots \delta_{n'_i n_i} \dots \\ a_i |n_1, n_2, \dots, n_i \dots\rangle &= \sqrt{n_i} |n_1, n_2, \dots, n_i - 1 \dots\rangle \\ a_i^\dagger |n_1, n_2, \dots, n_i \dots\rangle &= \sqrt{n_i + 1} |n_1, n_2, \dots, n_i + 1 \dots\rangle \\ a_i |n_1, n_2, \dots, 0_i \dots\rangle &= 0\end{aligned}\quad (1.13)$$

Um resultado diferente de zero será obtido para o elemento de matriz (1.12), quando n'_i toma os valores seguintes: $n_i - 1$ e $n'_i = n_i + 1$. Nesse caso, por simplicidade,

se considera apenas um modo caracterizado por $k\lambda$. Considerando-se um fóton de momentum $\hbar k$ e polarização λ , e simplificando a notação, obteremos.

$$\begin{aligned}\langle \psi_b; n_{k\lambda} - 1 | \hat{H}_1^{(-)} | \psi_a; n_{k\lambda} \rangle &= \frac{e}{m} \sqrt{\frac{2\pi\hbar n_{k\lambda}}{w_k V}} \langle \psi_b | (\hat{e}_{k\lambda} \cdot \mathbf{p}) e^{i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r})} | \psi_a \rangle \\ \langle \psi_b; n_{k\lambda} + 1 | \hat{H}_1^{(+)} | \psi_a; n_{k\lambda} \rangle &= \frac{e}{m} \sqrt{\frac{2\pi\hbar n_{k\lambda} + 1}{w_k V}} \langle \psi_b | (\hat{e}_{k\lambda} \cdot \mathbf{p}) e^{-i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r})} | \psi_a \rangle\end{aligned}\quad (1.14)$$

Uma vez que os elementos de matriz são do tipo $\langle \psi_b | (\hat{e}_{k\lambda} \cdot \mathbf{p}) e^{\pm i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r})} | \psi_a \rangle$, é de grande interesse resolvê-lo. Para isso usaremos a aproximação de dipolo elétrico, que consiste em expandir em série a exponencial, com $\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} \ll 1$, onde $e^{i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r})} \approx 1$. O que transforma a expressão em $\langle \psi_b | (\hat{e}_{k\lambda} \cdot \mathbf{p}) e^{i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r})} | \psi_a \rangle = \hat{e}_{k\lambda} \cdot \langle \psi_b | \mathbf{p} | \psi_a \rangle$. Onde $\langle \psi_b | \mathbf{p} | \psi_a \rangle$ pode ser expressado usando-se o Hamiltoniano atômico e as relações de comutação, como $\langle \psi_b | \mathbf{p} | \psi_a \rangle = imw_{\mathbf{k}} \langle \psi_b | \mathbf{r} | \psi_a \rangle$ para um átomo. Onde $\mathbf{r}$ é o vetor posição de um elétron referente ao núcleo, $w_{\mathbf{k}} = w_{ba}$. Por isso nós podemos escrever os elementos de matriz para o Hamiltoniano $\hat{H}_1^{(\mp)}$ na aproximação do dipolo elétrico como:

$$\begin{aligned}\langle \psi_b; n_{k\lambda} - 1 | \hat{H}_1^{(-)} | \psi_a; n_{k\lambda} \rangle_{E_1} &= ie \sqrt{\frac{2\pi\hbar w_k n_{k\lambda}}{V}} \hat{e}_{k\lambda} \cdot \langle \psi_b | \mathbf{r} | \psi_a \rangle \\ \langle \psi_b; n_{k\lambda} + 1 | \hat{H}_1^{(+)} | \psi_a; n_{k\lambda} \rangle_{E_1} &= ie \sqrt{\frac{2\pi\hbar w_k (n_{k\lambda} + 1)}{V}} \hat{e}_{k\lambda} \cdot \langle \psi_b | \mathbf{r} | \psi_a \rangle\end{aligned}\quad (1.15)$$

No caso em que a exponencial $e^{i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r})}$ é considerada igual aos dois primeiros termos da série ($e^{i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r})} \approx 1 + i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}$), então os elementos de matriz de $\hat{H}_1^{(\mp)}$ serão associados com transições de dipolo magnético (M_1) e elementos de matriz para as transições de tipo quadrupolo elétrico (E_2). Resumindo para um sistema contendo N elétrons temos, $\mathbf{R} = \sum_{j=1} \mathbf{r}_j$:

Dipolo elétrico (E_1):

$$\begin{aligned}\langle b; n_{\mathbf{k}\lambda} - 1 | \hat{H}_1^{(-)} | a; n_{\mathbf{k}\lambda} \rangle_{E_1} &= ie \sqrt{\frac{2\pi\hbar\omega_k n_{\mathbf{k}\lambda}}{V}} \hat{e}_{\mathbf{k}\lambda} \cdot \langle b | \mathbf{R} | a \rangle \\ \langle b; n_{\mathbf{k}\lambda} + 1 | \hat{H}_1^{(+)} | a; n_{\mathbf{k}\lambda} \rangle_{E_1} &= ie \sqrt{\frac{2\pi\hbar\omega_k (n_{\mathbf{k}\lambda} + 1)}{V}} \hat{e}_{\mathbf{k}\lambda} \cdot \langle b | \mathbf{R} | a \rangle\end{aligned}\quad (1.16)$$

Dipolo magnético (M_1):

$$\begin{aligned}\langle b; n_{\mathbf{k}\lambda} - 1 | \hat{H}_1^{(-)} | a; n_{\mathbf{k}\lambda} \rangle_{M_1} &= -i \sqrt{\frac{2\pi\hbar\omega_k n_{\mathbf{k}\lambda}}{V}} (\mathbf{k} \times \hat{e}_{\mathbf{k}\lambda}) \cdot \langle b | \sum_j \boldsymbol{\mu}_j | a \rangle \\ \langle b; n_{\mathbf{k}\lambda} + 1 | \hat{H}_1^{(+)} | a; n_{\mathbf{k}\lambda} \rangle_{M_1} &= i \sqrt{\frac{2\pi\hbar\omega_k (n_{\mathbf{k}\lambda} + 1)}{V}} (\mathbf{k} \times \hat{e}_{\mathbf{k}\lambda}) \cdot \langle b | \sum_j \boldsymbol{\mu}_j | a \rangle\end{aligned}\quad (1.17)$$

Quadrupolo elétrico (E_2):

$$\begin{aligned}\langle b; n_{\mathbf{k}\lambda} - 1 | \hat{H}_1^{(-)} | a; n_{\mathbf{k}\lambda} \rangle_{E_2} &= \frac{-e}{2c} \sqrt{\frac{2\pi\hbar\omega_k^3 n_{\mathbf{k}\lambda}}{V}} \hat{e}_{\mathbf{k}\lambda} \cdot \langle b | \sum_j Q_j | a \rangle \cdot \mathbf{k} \\ \langle b; n_{\mathbf{k}\lambda} + 1 | \hat{H}_1^{(+)} | a; n_{\mathbf{k}\lambda} \rangle_{E_2} &= \frac{e}{2c} \sqrt{\frac{2\pi\hbar\omega_k^3 (n_{\mathbf{k}\lambda} + 1)}{V}} \hat{e}_{\mathbf{k}\lambda} \cdot \langle b | \sum_j Q_j | a \rangle \cdot \mathbf{k}\end{aligned}\quad (1.18)$$

1.4.2 Probabilidade de Transição

No processo de emissão e absorção para átomos, um modelo que explica a probabilidade de transição é justamente considerar os dois estados discretos entre os quais ocorre uma transição. Essa simplificação sempre é possível se a separação da energia entre os dois estados de um átomo corresponde a energia de um fóton $\hbar\omega$.

Considerando um átomo num estado $|a\rangle$ interagindo com o campo radiado descrito por $|n_{\mathbf{k}\lambda}\rangle$, então o estado inicial do sistema será neste caso $|A\rangle = |a; n_{\mathbf{k}\lambda}\rangle$. Se ocorre

uma absorção, o átomo sofre uma transição para o estado $|b\rangle$ e neste instante aparece uma diminuição de um fóton no campo, deixando o estado final do sistema como $|B\rangle = |b; n_{\mathbf{k}\lambda} - 1\rangle$.

Para $|A\rangle = |a; n_{\mathbf{k}\lambda}\rangle$ temos $E_A = E_a + \hbar\omega_{\mathbf{k}\lambda}(n_{\mathbf{k}\lambda} + 1/2)$

Para $|B\rangle = |b; n_{\mathbf{k}\lambda} - 1\rangle$ temos $E_B = E_b + \hbar\omega_{\mathbf{k}\lambda}(n_{\mathbf{k}\lambda} - 1/2)$

Logo: $E_B - E_A = \hbar(\omega_{ba} - \omega_{\mathbf{k}})$. E_a e E_b são as energias inicial e final do estado atômico. Descrevemos a absorção do fóton por intermédio da teoria das perturbações, onde a probabilidade de transição por unidade de tempo desde um estado arbitrário $|m\rangle$ para o estado $|l\rangle$ em primeira ordem é:

$$W_{lm} = \frac{2\pi}{\hbar} |\langle l|V|m\rangle|^2 \delta(E_l - E_m) \quad (1.19)$$

Nesse caso V é o potencial perturbador na representação de Schrödinger. Para o caso de absorção (emissão) de fótons fizemos as correções dado que r tem dimensões atômicas, então $\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} \ll 1$. Outro ponto de suma importância é que o potencial vetor é basicamente constante na região do átomo. Feitas essas considerações podemos dizer que a aproximação de dipolo elétrico é correta, permitindo dessa maneira o uso da expressão correspondente ao dipolo elétrico (E_1)

$$W_{abs} = \frac{4\pi^2 e^2 \omega_{\mathbf{k}} n_{\mathbf{k}\lambda}}{V} |\hat{\mathbf{e}}_{\mathbf{k}\lambda} \cdot \langle b|\mathbf{R}|a\rangle|^2 \delta(E_B - E_A) \quad (1.20)$$

onde $\delta(E_B - E_A) = \delta(E_b - E_a - \hbar\omega_{\mathbf{k}}) = \frac{1}{\hbar} \delta(\omega_{ba} - \omega_{\mathbf{k}})$. Para uma radiação fechada numa caixa de volume V , o número de modos por intervalo de energia é:

$$\frac{1}{\hbar} \frac{\partial N}{\partial w_{\mathbf{k}}} = \frac{V}{(2\pi)^3 \hbar c^3} w_{\mathbf{k}}^2 d\Omega \quad (1.21)$$

$$dW_{abs} = \frac{\alpha w_{\mathbf{k}}^3 n_{\mathbf{k}\lambda}}{2\pi c^3} |\hat{e}_{\mathbf{k}\lambda} \cdot \langle b | \mathbf{R} | a \rangle|^2 d\Omega \quad (1.22)$$

onde $\alpha = \frac{e^2}{\hbar c} =$ constante de estrutura fina. Para emissão temos

$$dW_{em} = \frac{\alpha w_{\mathbf{k}}^3 (n_{\mathbf{k}\lambda} + 1)}{2\pi c^3} |\hat{e}_{\mathbf{k}\lambda} \cdot \langle b | \mathbf{R} | a \rangle|^2 d\Omega \quad (1.23)$$

Essas duas últimas expressões são as probabilidades por unidade de tempo para absorção e emissão de um fóton, com vetor de onda $\mathbf{k}$, polarização λ e, frequência angular $w_{\mathbf{k}}$, contido num elemento de ângulo sólido $d\Omega$. Somando-se sobre as duas polarizações e integrando num ângulo sólido, temos

$$W_{abs} = \frac{4\alpha w^3 n}{3c^3} |\langle b | \mathbf{R} | a \rangle|^2 \quad (1.24)$$

$$W_{em} = \frac{4\alpha w^3 (n + 1)}{3c^3} |\langle b | \mathbf{R} | a \rangle|^2 \quad (1.25)$$

As expressões (1.24) e (1.25) ao serem comparadas, dão resultados que permitem diferenciar os processos. Separando W_{em} obtemos

$$W_i = \frac{4\alpha w^3 n}{3c^3} |\langle b | \mathbf{R} | a \rangle|^2 \quad (1.26)$$

$$W_s = \frac{4\alpha w^3}{3c^3} |\langle b | \mathbf{R} | a \rangle|^2 \quad (1.27)$$

W_i é idêntico a W_{abs} que é conhecido como a probabilidade de emissão estimulada por unidade de tempo. Por sua vez W_s , é independente de “ n ” e por isso é denominado como a probabilidade de emissão espontânea por unidade de tempo. No caso em que $n = 0$, não existe absorção induzida, mas como W_s é diferente de zero, só pode ocorrer emissão espontânea.

Se $W(ba)$ representa a probabilidade de transição por unidade de tempo de um estado $|\alpha_a J_a M_a\rangle$ degenerado g_a vezes e para o estado $|\alpha_b J_b M_b\rangle$ degenerado g_b vezes, com os valores α_a e α_b representando os números quânticos exigidos para uma especificação completa dos estados $|a\rangle$ e $|b\rangle$, então

$$W_{abs} = \frac{1}{g_a} \sum_{M_a M_b} \frac{4\alpha w^3 n}{3c^3} |\langle \alpha_b J_b M_b | \mathbf{R} | \alpha_a J_a M_a \rangle|^2 \quad (1.28)$$

$$W_{em} = \frac{1}{g_a} \sum_{M_a M_b} \frac{4\alpha w^3 (n+1)}{3c^3} |\langle \alpha_b J_b M_b | \mathbf{R} | \alpha_a J_a M_a \rangle|^2 \quad (1.29)$$

Uma outra expressão bastante útil na espectroscopia atômica é o “line strength”, definida como:

$$S(ab) = S(ba) = e^2 \sum_{M_a M_b} |\langle \alpha_b J_b M_b | \mathbf{R} | \alpha_a J_a M_a \rangle|^2 \quad (1.30)$$

Usando a expressão (1.30), podemos escrever (1.28) e (1.29)

$$W_{abs}(ba) = \frac{4w^3 n}{3\hbar c^3 g_a} S(ab) = W_i(ba) = W_i(ab) \quad (1.31)$$

$$W_s(ba) = \frac{4w^3}{3\hbar c^3 g_a} S(ab) \quad (1.32)$$

Realizando a soma em (1.30) pode-se escrever em termos de elementos de matriz reduzido.

$$S(ab) = S(ba) = e^2 |\langle \alpha_b J_b || \mathbf{R} || \alpha_a J_a \rangle|^2 \quad (1.33)$$

1.4.3 Força de Oscilador Ponderada (gf)

Outra grandeza muito usada nas discussões de espectros de linha e intensidades das transições é a força de oscilador ponderada. Para dois estados $|a\rangle$ e $|b\rangle$ com energias E_b, E_a podemos expressar essa quantidade sem dimensões como:

$$f_{ba} = \frac{2mw_{ba}}{3\hbar e^2 g_a} S(ba) \quad (1.34)$$

onde $\hbar w_{ba} = E_b - E_a$, $g_a = 2J_a + 1$

$S(ba) = e^2 |\langle \alpha_b J_b || \mathbf{R} || \alpha_a J_a \rangle|^2$. Os valores de f_{ba} podem ser positivos ou negativos. Para $f_{ba} > 0$, correspondem ao processo de absorção e para $f_{ba} < 0$ correspondem ao processo de emissão. A força de oscilador ponderada é definida da seguinte forma.

$$gf = (2J_a + 1) f_{ba} \quad (1.35)$$

$$gf = \frac{2mw_{ba}}{3\hbar} |\langle \alpha_b J_b || \mathbf{R} || \alpha_a J_a \rangle|^2 \quad (1.36)$$

1.4.4 Coeficientes de Einstein e Tempos de Vida Atômico.

Coeficientes de Einstein

Considerando átomos fechados numa caixa (lados iguais) e a radiação em equilíbrio com temperatura absoluta T . Sejam também a e b dois estado atômicos não degen-

erados com valor de energia E_a e E_b , tais que $E_a > E_b$, então a densidade de energia da radiação com frequência angular w_{ba} é igual a $\rho(w_{ba})$.

O número de átomos que fazem a transição desde "a" até "b" por unidade de tempo por absorção de radiação é $\frac{dN}{dt}$ que é proporcional ao número total de átomos N_a no estado "a" e a densidade de energia $\rho(w_{ba})$.

$$\frac{dN_{ba}}{dt} = B_{ba}N_a\rho(w_{ba})$$

onde B_{ba} é chamado de coeficiente de Einstein para absorção e pode ser representado como

$$B_{ba} = \frac{4\alpha w^3 n}{3c^3} |\langle b | \mathbf{R} | a \rangle|^2 .$$

Tempos de Vida Atômico.

Se $N(t)$ átomos estão num estado excitado "b" em um tempo particular "t", a razão de troca de $N(t)$ é

$$\frac{dN(t)}{dt} = -N(t) \sum_k W_{bk} \quad (1.37)$$

onde W_{bk} é a razão de transição para emissão espontânea. A soma é sobre todos os estados k de menor energia, para o qual o decaimento é permitido segundo a regra de seleção. Sobre a integração, $N(t)$ pode ser expressado em termos de $N(t=0)$

$$N(t) = N(t=0)e^{-\frac{t}{\tau}} \quad (1.38)$$

onde τ é chamado de tempo de vida ou vida média do nível "b".

$$\tau^{-1} = \sum_k W_{bk} \quad (1.39)$$

Uma descrição pormenorizada sobre Forças de Osciladores Ponderadas, Coeficientes de Einstein e Tempos de Vida, pode ser encontrada em Pagan *et al.*[25].

Capítulo 2

Experimento

Nesse capítulo faremos uma descrição sucinta do aparelho denominado theta-pinch, mostraremos uma das suas aplicações, ou seja, como pode ser usado em espectroscopia. Faremos, também, uma descrição do sistema de vácuo que é usado durante a preparação e execução do experimento bem como, as modificações realizadas para podermos implementar uma nova linha de pesquisa, usando os metais alcalinos. Descreveremos a construção de um vaporizador de metais alcalinos e por último um breve comentário da chave crowbar. Uma descrição bem detalhada da fase inicial do sistema pode se encontrada na tese de Pagan[7]

2.1 O Theta-Pinch

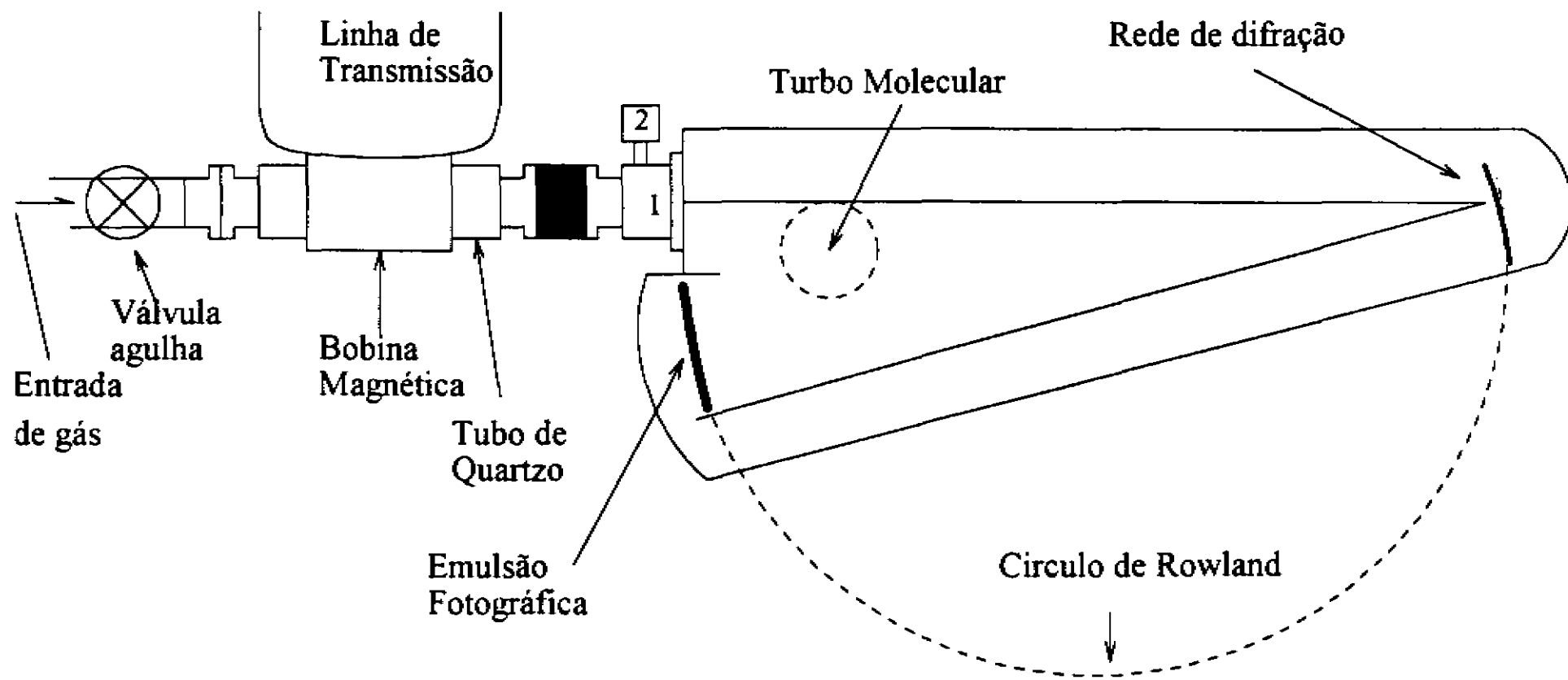
O Theta-Pinch é usado em nosso laboratório como uma fonte de luz espectroscópica. O confinamento e o aquecimento do plasma são realizados dentro de um tubo de quartzo, que permite obter estados altamente ionizados dos átomos presentes, sejam gases nobres ou metais alcalinos (vapores de metais misturados com hidrogênio). Os elétrons que estão nos estados excitados decaem para estados de energias inferiores liberando fótons de diferentes frequências. Esses fótons penetram no espectrógrafo

através da fenda de $50\text{ }\mu\text{m}$ de abertura, incidindo, então, numa rede de difração (ver figura 2.1). A rede de difração é côncava e realiza ao mesmo tempo a resolução e focalização das raias espectrais sobre uma placa fotográfica colocada no círculo de Rowland. O intervalo de comprimento de onda que pode ser registrado é de $300 - 2000\text{ }\text{\AA}$, que corresponde ao ultra violeta de vácuo.

O sistema de theta-pinch usa um tubo de quartzo de 70 mm de diâmetro externo, 64 mm de diâmetro interno e comprimento de 600 mm . Durante o experimento deve ser colocado gás espectroscopicamente puro dentro do tubo de quartzo, onde o fluxo de gás é controlado mediante uma válvula agulha. Essa válvula determina a diferença de pressão entre o tubo do theta-pinch e o espectrógrafo, que é um parâmetro experimental ajustado de acordo com a necessidade do experimento.

Para gerar o plasma usamos uma fonte de alta tensão que fornece uma saída regulável de corrente contínua ($0 - 60\text{ kV}$, 100 mA). Essa fonte carrega o banco de capacitores (4 capacitores conectados em paralelo, cada um de $1,85\text{ }\mu\text{F}$, com uma indutância $\leq 20\text{ nH}$ cada). A tensão de carga do capacitor é usada também como parâmetro experimental relacionado ao estágio de ionização desejado. A chave de descarga do banco é um spark-gap pressurizado (ver figura 2.2). Ele foi construído usando uma liga de titânio e tungstênio, onde a distancia final entre os eletrodos é de 2 mm . Essa chave foi construída especialmente para suportar alta voltagem e corrente que pode atingir aproximadamente 100 kA por disparo. Os eletrodos estão imersos num ambiente de pressão controlada entre $5 - 15\text{ lb/pol}^2$, de acordo com a necessidade do experimento. O controle é realizado manualmente misturando-se ar comprimido e argônio comercial, com a finalidade de poder controlar a carga armazenada no

Figura 2.1: Espectrógrafo



- 1- Saída para uma válvula, conetado à bomba molecular e bomba mecânica (limpeza)
- 2- Medidor de pressão barocel

banco de capacitores. Um aumento na pressão de ar comprimido e uma diminuição do argônio comercial permitirá o armazenamento de maior energia nos capacitores. A descarga acontece quando quebra a resistência do meio e fecha o circuito numa descarga em arco ou retirando a pressão de gas do interior do spark-gap por uma válvula eletropneumática controlada pelo operador. A carga e descarga do banco de capacitores são controlados com a finalidade de não permitir o aquecimento dos eletrodos e evitar a destruição do anel de centragem. Essa chave conduz a energia do banco de capacitores, através de duas placas paralelas de alumínio até a bobina que envolve o tubo do theta-pinch (ver figuras 2.2, 2.3) que finalmente transmite a energia ao plasma que está no seu interior¹ .

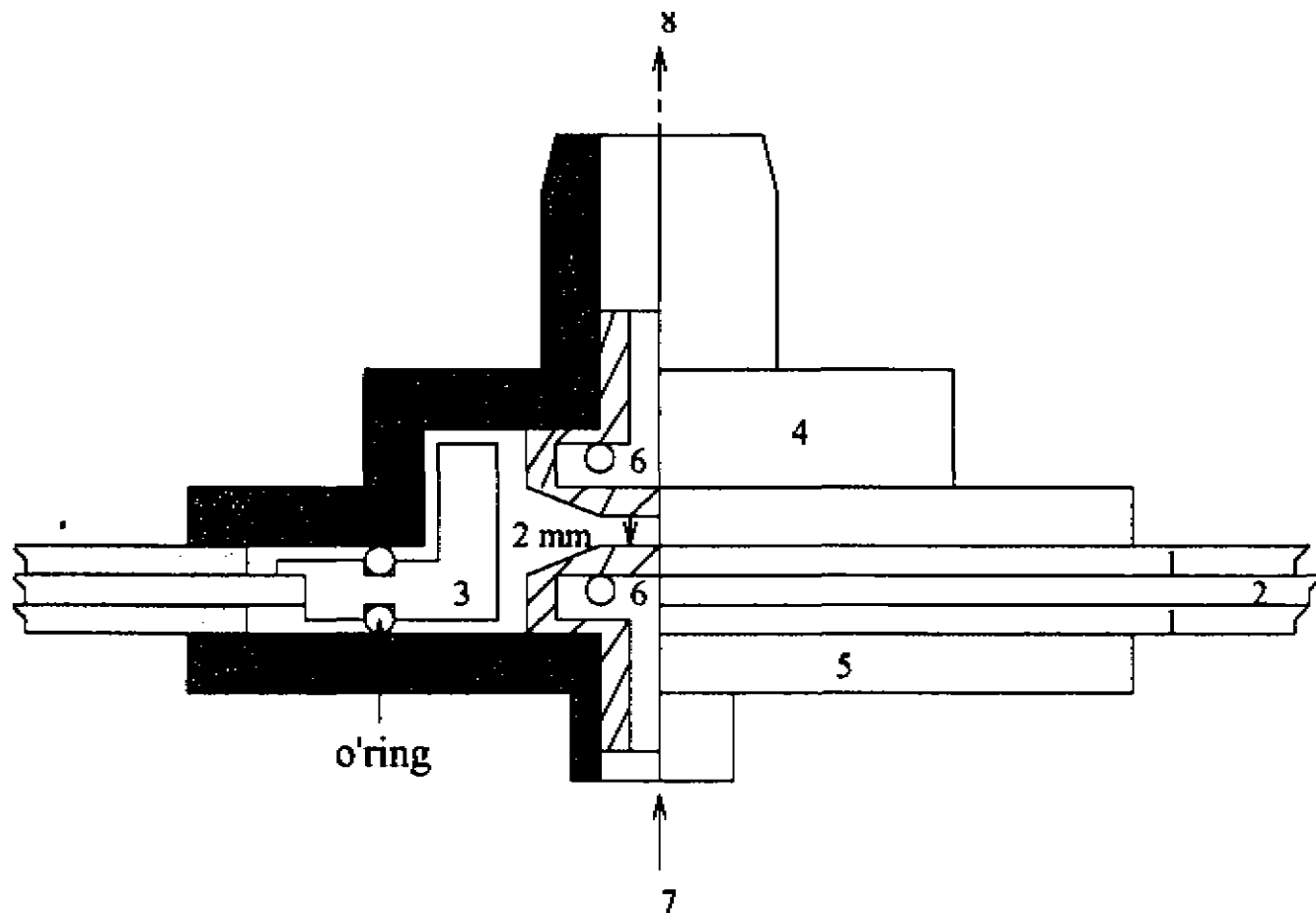
2.2 Espectrógrafo

O espectrógrafo é um dos aparelhos mais usados nas investigações espectrais. Existem vários tipos de espectrógrafos, os quais são usados segundo cada tipo de necessidade, sendo que os mais caros operam na região ultravioleta de vácuo. Os que possuem rede côncava, como o nosso, se comportam como elemento dispersivo e focalizador. Isto permite grandes vantagens, já que possibilita a investigação simultânea numa região ampla do espectro, sem ter que usar algum tipo de ótica para focalização[26].

O espectrógrafo usado em nosso laboratório é um equipamento fabricado por “ Research Physics Institute ”, (Estocolmo, Suécia), no ano de 1963. É um espectrógrafo a vácuo de incidência normal, com fenda ajustável e rede côncava com distância focal de 2 metros. A rede possui 1080 ranhuras/mm e “ blazed ” à 1000 Å . Equipado com

¹ A figura 2.3 dá uma visão geral da linha de transmissão e o caminho percorrido pela corrente após da descarga dos capacitores.

Figura 2.2: Chave spark-gap



- | | |
|--|----------------------------------|
| 1-Linha de transmissão(Placas de Alumínio) | 5-Placa inferior do spark-gap |
| 2-Dielétrico (mylar) | 6-Eletrodos com furos (eukonita) |
| 3-Anel de centragem (nylon) | 7-Entrada de gás |
| 4-Placa superior do spark-gap | 8-Saída de gás |

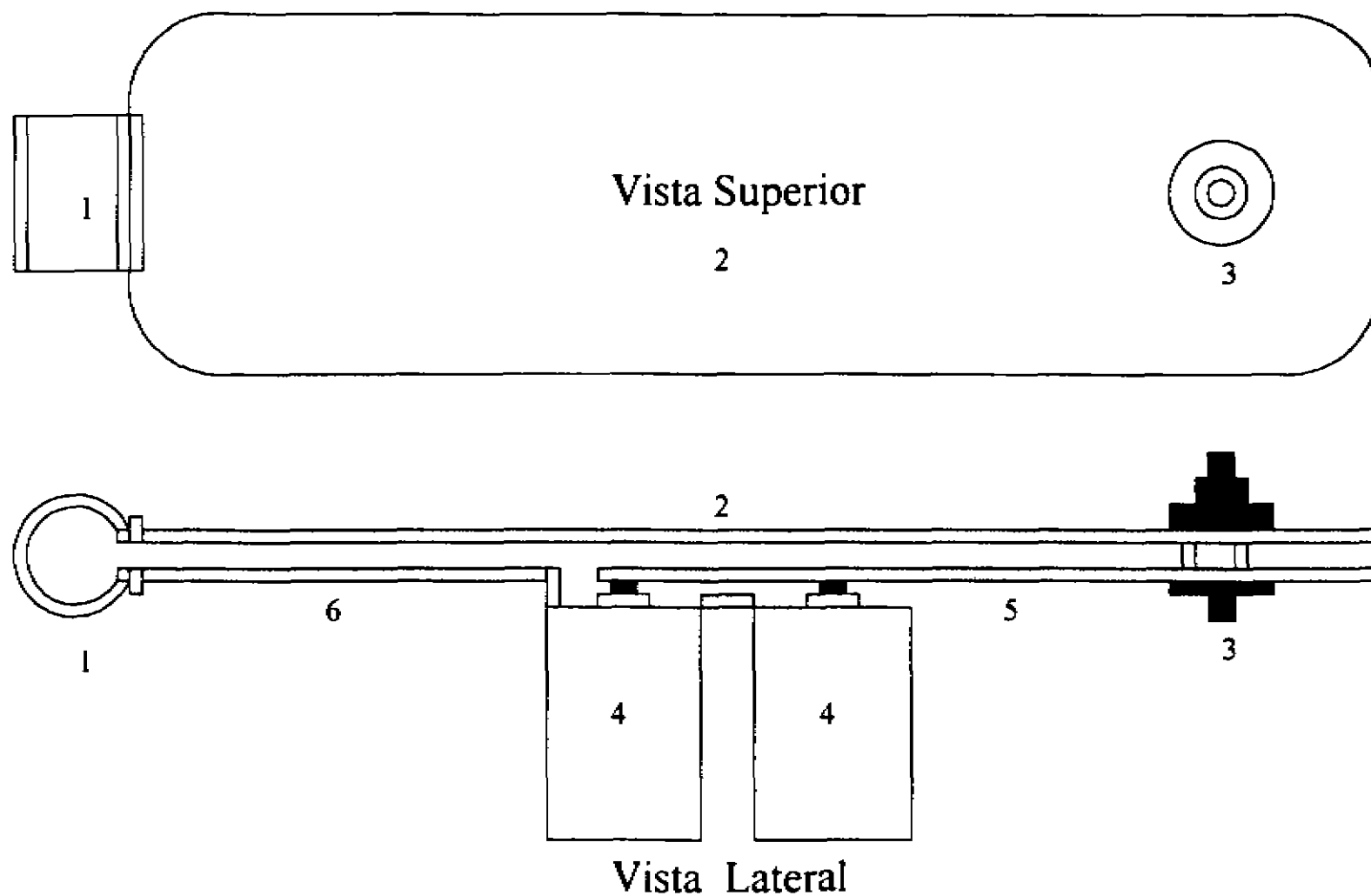


Figura 2.3: Linha de transmissão e theta-pinch

1- Bobina Magnética

2- Linha de Transmissão

3- Spark-gap Pressurizado

4- Banco de Capacitores

5- Placa Positiva

6- Placa Negativa (terra)

esta rede o espectrógrafo tem um fator de placa de aproximadamente $4,61 \text{ \AA/mm}$, e cobre o intervalo de comprimento de onda entre 300 até 2000 $\text{\AA}$. A partir de agosto de 1998 estaremos utilizando um outro espectrógrafo de incidência normal de 3 metros de distancia focal e fator de placa de $2,7 \text{ \AA/mm}$. O intervalo de trabalho é 280-2200 $\text{\AA}$. Esse espectrógrafo foi doado ao laboratório pelo Departamento de Física do Instituto de Tecnologia de Lund, Suécia, através o Prof. Willy Persson. (ver figura 2.1).

2.3 Sistema de Vácuo

O sistema de vácuo é constituído por uma bomba mecânica e uma bomba turbo molecular. A bomba mecânica é do tipo rotatória de dois estágios, o primeiro estágio trabalha contra uma pressão bastante baixa, e o segundo trabalha contra a atmosfera. A bomba mecânica usada no sistema de vácuo é da Edwards, Modelo E2M18, com uma velocidade de bombeamento de $20,4 \text{ m}^3/\text{h}$, atingindo uma pressão final de 5×10^{-3} mbar.

A bomba turbo molecular tem como objetivo atingir vácuos muito maiores que a mecânica. A bomba turbo molecular acoplada ao sistema de vácuo do espectrógrafo é a TURBO-V450 modelo 969-9041 da Varian, a qual tem um poder de evacuação até 10^{-10} mbar, se for usada em conjunto com uma bomba mecânica de dois estágios. Ela apresenta uma alta velocidade de bombeamento para todos os gases, especialmente moléculas pesadas. Permite também uma alta limpeza sem contaminação do sistema por vapores de óleo. A velocidade de bombeamento para N_2 é de 450 l/s, He é 400 l/s e H_2 é 380 l/s, atingindo uma pressão final de 5×10^{-10} mbar (4×10^{-10} torr). Sua refrigeração é feita com água a uma temperatura de $+10$ até $+25 \text{ }^\circ\text{C}$, com um fluxo de

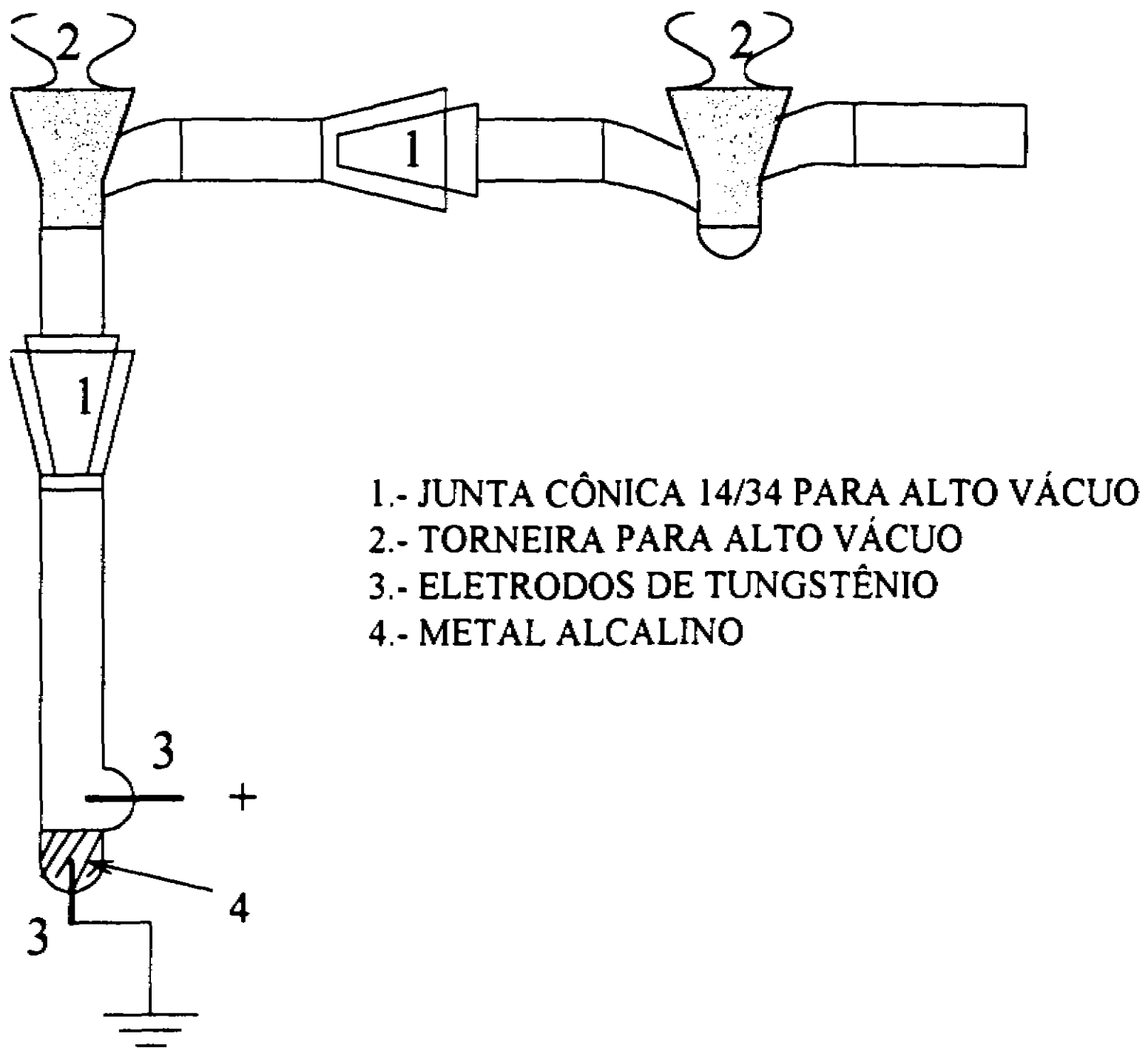
30 l/h. Uma válvula eletropneumática conectada entre a turbo e a bomba mecânica impede possível contaminação com vapores de óleo na câmara do espectrógrafo.

2.4 Vaporizador de Metais Alcalinos

Nosso equipamento foi construído especialmente para obtenção de espectros de linha dos gases nobres. Entretanto, uma nova linha de pesquisa está sendo implementada, objetivando investigações usando metais alcalinos e posteriormente pretendemos generalizar o experimento para qualquer metal. Os metais alcalinos são mais fáceis de serem estudados com este tipo de equipamento, já que uma das propriedades importantes à considerar é o baixo ponto de fusão dos metais alcalinos. Nesse caso eles variam desde 28,40 °C para o cézio até 63,65 °C para o potássio.

Para a implementação deste experimento foram feitas algumas modificações no sistema, principalmente para o acoplamento do vaporizador metálico. O vaporizador de metais foi construído inteiramente de pyrex, sendo composto por duas juntas cônicas esmerilhadas especial para alto vácuo, duas torneiras especiais para alto vácuo e um tubo onde foi colocado dois eletrodos de tungstênio. O sistema montado é mostrado na figura 2.4, onde o eletrodo inferior está imerso no material a ser estudado (neste caso seria o “rubídio”) e tem polarização negativa (terra), enquanto o eletrodo superior é positivo. Para vaporizar o metal, produzimos descargas de alta tensão entre os eletrodos. Dependendo da taxa de descarga podemos controlar a densidade de átomos metálicos vaporizados que serão misturados com o gás hidrogênio. Quando a proporção de hidrogênio por metal alcalino (rubídio) é 9/1, significa que a quantidade de metal introduzido no tubo do theta pinch funciona como uma impureza. Pelo efeito

Figura 2.4: Vaporizador de metais alcalinos



“pinch”, estes átomos são multiplamente ionizados pela descarga de plasma pulsado sendo confinados à região central do tubo ao redor do eixo magnético da bobina de campo.

2.5 Chave Crowbar

Tradicionalmente a classificação iônica dos espectros de linha obtidos usando-se um theta-pinch como fonte de luz espectroscópica, é feita tomando-se em consideração as variações dos parâmetros durante a geração dos espectrogramas. Estes parâmetros são a pressão do gás de trabalho e a tensão no banco de capacitores.

As variações dos parâmetros são feitos tendo em consideração o grau de ionização a que se quer atingir. Geralmente os estados de baixa ionização são obtidos fornecendo-se uma menor tensão ao banco de capacitores, que pode ser 4 - 6 kV. A medida que se aumenta a tensão no banco de capacitores obtém-se átomos com maior grau de ionização.

Inversamente acontece com a pressão. Quanto mais baixa for a pressão no tubo do theta - pinch obtém-se átomos com maior grau de ionização, isso acontece quando, também, a tensão no banco de capacitores aumenta gradualmente. O número de disparos em média para um espectrograma é de 120, quando se tem alta pressão no tubo de experimentos e de 200 disparos para espectrogramas com baixa pressão (≤ 1 mtorr). Em serial produzimos uma placa fotográfica com aproximadamente sete espectrogramas, cada espectrograma com parâmetros variando de tal modo que contenha transições correspondentes a diversos estados de ionização. A análise destes espectrogramas deve ser feita de maneira cuidadosa para servir de ajuda na tarefa de

classificação de novas transições.

A chave auxiliar crowbar é usada no circuito de descarga do theta-pinch servindo de ajuda adicional para fazer a classificação iônica. Uma descarga produzida num circuito theta-pinch pode ser vista como a descarga em um circuito RLC, onde a cada semi-ciclo subsequente a energia envolvida diminui fazendo com que a temperatura final do plasma vai decrescendo com o tempo. Em cada semi-ciclo o plasma é criado, comprimido, aquecido e finalmente destruído, quando o campo magnético confinante se anula. Neste momento, ele se expande e se resfria ao atingir as paredes do tubo que o contém. Em cada um dos ciclos de compressão e aquecimento do plasma, o gás de trabalho vai passando por vários estágios de ionização, de acordo com a evolução temporal da temperatura do plasma, até chegar ao grau máximo de ionização permitido pela máxima temperatura atingida pelo plasma em cada semi-ciclo.

Como a luz coletada pelo espectrógrafo consiste de uma superposição da luz emitida em todos os semi-ciclos, a idéia básica para fazer classificação iônica, ou seja, associar linhas espectrais obtidas ao íon que a produziu, consiste em interromper eletricamente alguns dos semi-ciclos da parte final da curva de decaimento da corrente (RLC). Com isto ocorre um enfraquecimento escalonado das linhas espectrais pertencentes principalmente aos baixos estágios de ionização[27]. Comparando-se dois espectrogramas, um produzido sem crowbar e o outro com crowbar pode-se notar claramente que as linhas espectrais atenuadas mais intensamente foram os íons de menor estágio de ionização. A partir da atenuação para cada estágio de ionização pode-se fazer uma inferência sobre novas linhas. Deve ser enfatizado que a regra de calibração é específica para cada tipo de gás a uma dada condição experimental.

2.6 Preparo do Sistema e Registro dos Espectros

Para a coleta dos espectros de emissão usando-se o sistema theta-pinch é necessário seguirmos algumas regras básicas.

1. Uma das prioridades na espectroscopia é a aquisição de espectros altamente puros, ou seja, os espectros de linha obtidos devem ter o mínimo de impurezas. Por mais cuidado que se tenha na preparação do experimento, sempre existirá alguns átomos de impurezas, como por exemplo os átomos de oxigênio. Qualquer átomo que se encontre no tubo de theta-pinch será registrado na placa fotográfica. Recomenda-se ter um bom sistema de vácuo que garanta uma boa limpeza do sistema.
2. A transferência de energia entre banco de capacitores e a bobina magnética deve ser máxima. Pode-se verificar facilmente esta transferência utilizando-se uma sonda magnética que permite olhar os sinais magnéticos em questão, comparando a condição com e sem plasma [27].
3. Antes de iniciar a coleta de espectros, é fundamentalmente importante fazer uma boa limpeza no tubo de descarga (theta-pinch). Os átomos de impurezas que não foram retirados da superfície interna do tubo são arrancados usando um aparelho de rádio frequência (nosso caso de 30 W e 27 Mhz). Isso deve ser feito por várias horas. As impurezas que não foram retiradas com a rádio frequência, agora são submetidas a descargas ou pinch várias vezes. Uma vez realizado estes processos estaremos em condições de obtermos os espectros de

emissão e registra-los numa placa fotográfica do tipo SWR, Short Wave Region, da Kodak.

4. As placas fotográficas são usadas para expor os espectros de linha dos átomos em estudo. A obtenção de uma “boa” placa fotográfica depende de vários fatores:

- O número de disparos é de grande importância. Ele está relacionado à densidade de átomos existentes no tubo do theta-pinch e também do grau de ionização que está sendo atingido. Normalmente para uma pressão de 30 mbar e numa tensão de 4 kV, o número de disparos é de 140 . Se a pressão for 5 mbar e a tensão 12 kV, o número de disparos aproximado é cerca de 200.
- Um outro ponto de grande importância é a revelação das placas. A Kodak já fornece os tempos aproximados em que devem ser usados nos produtos de revelação de sua fabricação, mas isso nem sempre é seguido ao “pé da letra ”. Usando-se um filtro de luz especial, podemos acompanhar a evolução do processo de revelação. Assim podemos ter uma placa muito boa que nos permitirá a sua leitura num microdensitômetro, diferenciando o ruído de fundo de uma linha espectral.

5. Os espectros de linha obtidos na placa de emulsão fotográfica são lidos usando-se o Microdensitômetro NGD 20×20 (MIKATA KOHKI CO, LTDA), constituído por um monitor de TV de 12” tipo C 1846-03, no qual mostra a imagem digitalizada dos espectros de linha contidos na placa fotográfica. Uma microcâmera

Hamamatsu Photonics acoplada num PC IBM-30286 permite a observação da imagem da placa fotográfica. Uma Objetiva IC-20 mostra no monitor de TV uma área de $500\ \mu\text{m} \times 500\ \mu\text{m}$ da placa que se encontra numa mesa de área de leitura de $20\text{cm} \times 20\text{cm}$.

O microdensitômetro possui uma lâmpada de halogênio e dois filtros polaroides para o controle de intensidade luminosa sobre a fotomultiplicadora. Usamos janelas que permitem limitar a quantidade de luz que atravessa pelo objeto (linhas a ler) e incidem sobre a fotomultiplicadora. Após realizarmos várias leituras podemos dizer que os melhores resultados foram obtidos usando-se a objetiva IC-20, janelas 0.5 e $2\ \mu\text{m}$ como passo na leitura.

O controle na leitura e o movimento da placa fotográfica é realizado por um programa desenvolvido por Cavalcanti[28]. Os dados são armazenados num disket para serem usados posteriormente. Estes dados são usados num grupo de programas desenvolvido pelo grupo de espectroscopia de Lund-Suécia[29].

A leitura das placas pode ser resumida nos seguintes passos:

- Ligar os aparelhos (Microdensitômetro, Monitor de TV e o Microcomputador PC)
- Colocar a placa de emulsão fotográfica na mesa móvel(tem movimento ao longo dos eixos X e Y)
- Regular o potenciômetro da lâmpada de halogênio até conseguir os “leds” verde e amarelo acesos simultaneamente.

- Verificar a objetiva que está sendo usada. Se não for IC-20 pode ser trocada, as janelas usadas devem ser 0.5, se forem diferentes, então podem ser trocadas.
- Alinhar as janelas de maneira que estejam superpostas (seguir as instruções do manual)².
- Ajustar a nitidez da imagem da placa com a objetiva até conseguir observar a janela no monitor de TV (as duas janelas superpostas), caso não ache a janela no monitor de TV, então proceda a verificar sem foi ajustado corretamente.
- Seguidamente procuramos com controle manual uma região mais clara na placa e regulamos o potenciômetro ao mínimo (esta região é considerada como o fundo ou background).
- Dos vários espectrogramas na placa, elegemos um deles (depende do grau de ionização em estudo). Alinhar o movimento numa direção e corrigir qualquer desvio.
- Carregar o programa LPE90.BAS
- Indicamos ao programa o ponto de início e o ponto final da leitura, incluímos o passo que deve ser usado na leitura (recomendado depois de várias experiências e: $2\mu m \times 2\mu m$).
- Confirmar os parâmetros introduzidos e rodar o programa.

² Manual de Microdensitômetro encontrase no Laboratório de Raios Cósmicos.

Capítulo 3

Discussão e Análise dos Dados

Neste capítulo trataremos da análise e discussão dos dados experimentais. Para isso introduziremos a descrição de dois elementos utilizados na interpretação dos dados experimentais, ou seja, o cálculo computacional e o método gráfico de extrapolação de dados através uma sequência isoeletrônica. Esses dois subcapítulos serão introduzidos no capítulo geral de discussão e análise de dados. A interpretação em si dos dados será subdividida em subcapítulos, onde cada um deles abordará sobre um projeto desenvolvido na tese. Os subcapítulos são:

3.1) Cálculo computacional; 3.2) Extrapolação de dados através uma sequência isoeletrônica ; 3.3) Análise espectral do Xe VII; 3.4) Forças de osciladores ponderadas e tempos de vida para o espectro do Si X; 3.5) Compilação de dados sobre o espectro de Rb I; 3.6) Análise espectral dos íons do Rb V, Rb VI e Rb VII.

3.1 Cálculo computacional

Uma das grandes vantagens na atualidade é o uso dos computadores para o cálculo da estrutura atômica de átomos multieletrônicos. Esse cálculos são feitos usando-se o código desenvolvido pelo Prof. Robert D. Cowan do “ Los Alamos National

Laboratory ” em Los Alamos, New México, USA. O código encontra-se implementado no Centro Computacional “ Prof. John David Rogers ” do Instituto de Física “ Gleb Wataghin ” - UNICAMP.

O código está constituído por 4 programas escritos na linguagem de programação “ FORTRAN ”¹. Eles executam cálculos de níveis de energia, energia média das configurações, comprimentos de onda, probabilidade de transição, tempos de vida para átomos multi-eletrônicos e ajustes de parâmetros de Slater para dados experimentais.

Dois dos programas (RCN, RCN2) são destinados aos cálculos iniciais. O RCN calcula as funções de onda radial para as configurações de elétrons especificados, calcula a energia média de cada configuração, as integrais de Coulomb radial direta e de troca (F^k e G^k), as integrais de spin-órbita ($\zeta(r)$), sendo estes valores fundamentais para o cálculo de níveis de energia de cada configuração envolvida. O RCN gera um arquivo de saída, que por sua vez é usado como arquivo de entrada para RCN2.

O RCN2 usa as funções de onda gerado pelo RCN para calcular as integrais de interação de configuração de Coulomb R^k entre cada par de configurações que interagem, calcula também as integrais radiais de dipolo e quadrupolo elétrico (E_1 e E_2) para cada par de configurações. Gera também um arquivo de saída que será usado pelo programa RCG.

O RCG é o programa principal. Com ele são calculadas as matrizes de energia para cada um dos valores possíveis do momento angular J . Ele realiza a diagonalização de cada matriz para logo achar os autovalores (níveis de energia) e os autovetores. Calcula também o dipolo magnético (M_1), o espectro de radiação E_2 e/ou E_1 ,

¹ Uma descrição do código podemos encontrar na referência [30]

comprimentos de onda, forças de osciladores, probabilidade de transição radiativa e tempos de vida media radiativo. Calcula também outras opções como espalhamento, fotoionização, etc. Este programa gera dois arquivos sendo um deles com todos os valores especificados em forma estendida, e um outro com valores dos parâmetros de Slater, sendo que este último é usado pelo programa RCE19.

O RCE19 é um programa destinado a fazer ajuste dos parâmetros energéticos através dos valores do níveis de energia experimentais. A variação dos parâmetros é feita pelo método dos “ Mínimos Quadrados ” mediante processo iterativo de níveis de energias experimentais. Os parâmetros a variar são: E_{av} , F^k , G^k , R^k , $\zeta_{nl}(r)$, α , β , γ e $\langle r^k \rangle^2$.

O resultado dos parâmetros ajustados são usados para repetir o cálculo de RCG, obtendo-se desta forma informação completa do átomo ou íon estudado.

3.1.1 Cálculo de Funções Radiais

Os programas RCN e RCN2 são utilizados nesta tese para fazer os cálculos de funções de onda radial $P_{nl}(r)$ à “ Single - Configuration ”, para um átomo esfericamente simétrico, cálculo de energia média e integrais spin - órbita, necessários ao cálculo de níveis e transições atômicas de interesse. Os programas podem ser usados por um dos quatro métodos de aproximação, ver [6] capítulo 7. Os métodos de aproximação são: Hartree (H), Hartree - Fock - Slater (HFS), Hartree - Plus - Statistical - Exchange (HX), Hartree - Slater (HS).

O método de solução utilizado pelo programa para resolver as equações multicon-

² E_{av} =Energia média, $\{F^k, G^k, R^k\}$ =Integrais de Slater, $\zeta_{nl}(r)$ =Integral radial ou parâmetro de spin-órbita, $\{\alpha, \beta, \gamma\}$ =Operadores efetivos ou novos parâmetros radiais e $\langle r^k \rangle$ =Valor esperado de r^n .

figuracionais de Hartree - Fock é através da aproximação do campo central autocon-
sistente. As equações de Hartree - Fock formam um sistema de equações integrod-
iferenciais acopladas não lineares, que são obtidas quando se pretende solucionar a
equação de Schrödinger sendo avaliados mediante funções radiais $P_{nl}(r)$. O cálculo
inicia-se com uma função de energia potencial apropriada $V_0(r)$. O $V_0(r)$ gera se-
gundo o método usado o $V^i(r)$ para calcular a função de prova $P_i^{(1)}(r)$ para todos os
orbitais n_i, l_i no primeiro ciclo do SCF de iteração. Em cada iteração calcula uma nova
aproximação para as funções radiais, funções que deverão cumprir com a condição de
ortonormalidade. As iterações serão realizadas obedecendo normas de convergência
de acordo com a tolerância desejada. Neste momento as funções radiais $P_i(r)$ são us-
adas para as avaliações numéricas das integrais radiais de Coulomb F^k e G^k definidas
como

$$F^k(ij) = \int_0^\infty \int_0^\infty \frac{2r_<^k}{r_>^{k+1}} |P_i(r_1)|^2 |P_j(r_2)|^2 dr_1 dr_2 \equiv R^k(ij, ij) \tag{3.1}$$

$$G^k(ij) = \int_0^\infty \int_0^\infty \frac{2r_<^k}{r_>^{k+1}} P_i^*(r_1) P_j^*(r_2) P_j(r_1) P_i(r_2) dr_1 dr_2 \equiv R^k(ij, ij) \tag{3.2}$$

Da mesma forma podem ser calculadas as integrais da parte radial spin - órbita.

$$\zeta_i = \int_0^\infty \xi(r) |P_i(r)|^2 dr = \frac{\alpha^2}{2} \int_0^\infty \frac{1}{r} \left(\frac{dV}{dr} \right) |P_i(r)|^2 dr \tag{3.3}$$

E o valor esperado de r^n

$$\langle r^n \rangle_i = \int_0^\infty r^n |P_i(r)|^2 dr \tag{3.4}$$

Uma vez calculadas as integrais radiais, o programa calcula as energias de interação de Coulomb, (energia de Coulomb elétron-elétron E^{ij} e E^{ii} , a energia de ligação de um elétron E^i)³ :

$$E^{ij} = F^0(ij) - \frac{1}{2} \sum_k \begin{pmatrix} l_i & k & l_j \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}^2 G^k(ij) \quad (3.5)$$

com $n_i l_i \neq n_j l_j$

$$E^{ii} = F^0(ii) - \frac{2l_i + 1}{4l_i + 1} \sum_{k>0} \begin{pmatrix} l_i & k & l_j \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}^2 F^k(ii) \quad (3.6)$$

com $n_i l_i = n_j l_j$

$$E^i = E_k^i + E_n^i + \sum_{j \neq i} E^{ij} \quad (3.7)$$

E por último a energia de ligação total do átomo, E_{av} :

$$E_{av} = \sum_{i=1}^N \left(E^i - \frac{1}{2} \sum_{j \neq i} E^{ij} \right) \quad (3.8)$$

3.1.2 Cálculo de Níveis de Energia e Parâmetros Angulares no Espectro Atômico

O programa RCG10 tem como finalidade o cálculo de fatores angulares de vários elementos de matriz na teoria da estrutura atômica. Usa as técnicas de álgebra de Racah [31, 32, 33] e um arquivo de dados contendo os coeficientes de parentagem fracional (cfp) para cada subcamada, l^w , envolvida nas configurações eletrônicas.

³ E^{ij} é a interação entre elétrons não equivalentes, E^{ii} é a interação entre elétrons equivalentes.

Os coeficientes angulares dos elementos de matriz de Coulomb são f'_k e g'_k , que correspondem as integrais direta e de troca ($F^k(l_1 l_2)$ e $G^k(l_1 l_2)$) são:

$$\left\langle \Psi_b \left| \sum_{i < j} \frac{2}{r_{ij}} \right| \Psi_b \right\rangle = \delta_{LSJM, L'S'J'M'} \sum_k [f'_k F^k(l_1 l_2) + g'_k G^k(l_1 l_2)] \quad (3.9)$$

Sendo que:

$$f'_k = (-1)^L [l_1, l_2] \begin{pmatrix} l_1 & k & l_1 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} l_2 & k & l_2 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{Bmatrix} l_1 & l_2 & L \\ l_2 & l_1 & k \end{Bmatrix} \quad (3.10)$$

$$g'_k = (-1)^S [l_1, l_2] \begin{pmatrix} l_1 & k & l_1 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}^2 \begin{Bmatrix} l_1 & l_2 & L \\ l_1 & l_2 & k \end{Bmatrix} \quad (3.11)$$

e os coeficientes angulares para a interação spin - órbita é denotado por d_j , como:

$$\left\langle \Psi_b \left| \sum_{i=1}^N \xi_i(r) \mathbf{l}_i^{(1)} \cdot \mathbf{s}_i^{(1)} \right| \Psi_b \right\rangle = \sum_{j=1}^q d_j \zeta_j \quad (3.12)$$

Sendo que ζ_i é a integral radial⁴. Da mesma forma são calculados os coeficientes angulares para os elementos de matriz na interação de configuração, ver capítulos 10, 12, 13 e 16 da referência[6], . Uma vez com os valores dos coeficientes angulares e os valores das integrais F^k , G^k e R^k , energia media E_{av} , parâmetros de spin - órbita ζ_{nl} e dos parâmetros efetivos α , β , γ , o programa calcula a matriz de coeficientes e constrói a matriz de energia para cada J. As matrizes são diagonalizadas para produzir os autovalores E^k e os autovetores Y^k . Os níveis de energia obtidos estão classificados de acordo com o esquema de acoplamento usado (pode ser LS, jj ou acoplamento em

⁴ onde $[l] = 2l + 1$, e $[l_1, l_2, l_3, \dots] = (2l_1 + 1)(2l_2 + 1) \dots$, e nas eq(3.10) e eq(3.11) são usados os símbolos de Wigner $3j$ e $6j$.

pares jK). Calcula as integrais multipolares para as transições E1, M1 e E2. A partir de todos estes dados mencionados anteriormente, o programa calcula os comprimentos de onda, probabilidade de transição radiativa, força de oscilador, e os tempos de vida media radiativa.

3.1.3 Ajuste de Parâmetros Para Níveis Experimentais

Nesta tese nós usamos o programa denominado RCE19, para ajustar os parâmetros de Slater. Os valores a serem usados pelo programa são os níveis de energia obtidos experimentalmente. As integrais radiais E_{av} , F^k , G^k , R^k , e $\zeta_{nl}(r)$ são consideradas como parâmetros ajustáveis, assim como os operadores efetivos α , β , e γ .

O método dos mínimos quadrados (least - squares fit) será descrito em forma sucinta e detalhes podem ser encontrados em R. D. Cowan [6]. A. V. Loginov [34], também publicou um trabalho mostrando aspectos numéricos da aplicação do método em espectroscopia de átomos e íons.

A expressão básica do método a ser minimizada é

$$R \equiv \sum_k (E^k - T^k)^2 \quad (3.13)$$

onde T^k é a energia experimental e E^k é a energia calculada no nível k que pode ser escrita na forma de uma combinação linear de parâmetros. A soma é sobre todos os N níveis experimentais conhecidos.

Os parâmetros de energia são ordenados numa matriz de $N_p \times 1$ denotada pelo símbolo X_l , e V é uma matriz de coeficientes de $N_k \times N_p$, onde E representa a energia dos níveis.

$$E = VX \quad . \quad (3.14)$$

Os parâmetros ajustados são obtidos de acordo à um processo iterativo, que para a avaliação dos resultados obtidos usa-se o desvio quadratico médio (S) entre o resultado experimental e o calculado.

$$S = \sqrt{\frac{\sum_k (E^k - T^k)^2}{N_k - N_p}} \quad (3.15)$$

Com os parâmetros ajustados podemos confirmar a determinação dos níveis de energia e também ter informações sobre os valores obtidos experimentalmente. Obtém-se, também, os valores de gf e os tempos de vida radiativa para os níveis de cada configuração. O uso destes programas para análise de espectros será apresentado posteriormente nas análises e interpretações físicas dos íons em estudo.

3.2 Extrapolação de Dados Através Seqüências Isoeletrônicas

3.2.1 Princípio de combinação de Rydberg-Ritz

Uma análise empírica das freqüências discretas do espectro de um átomo foi facilitada pelo princípio de combinação de Rydberg-Ritz. Esse princípio assegura que podem ser construídas tabelas de termos com dimensões de freqüências, de maneira que a freqüência observada pode ser expressa como uma diferença entre os valores dos termos (o número de onda $\bar{\nu} = \frac{\nu}{c}$, com c = velocidade de luz) e representamo-la como $\bar{\nu} = T_i - T_j$, sendo que T é o valor do termo. Este princípio é muito usado na análise dos espectros atômicos[35].

3.2.2 Seqüências isoeletrônicas

É considerado seqüência isoeletrônica um conjunto de íons contendo o mesmo número N de elétrons. O espectro desses íons de diferentes elementos são muito semelhantes em sua estrutura geral, especialmente para átomos altamente ionizados. Por exemplo, a seqüência do Ge consiste de:

Ge I, As II, Se III, Br IV, Kr V, Rb VI, Sr VII, Y VIII, Zr IX, Mb X, Mo XI, ...

Iniciamos a discussão das seqüências isoeletrônicas, introduzindo o conceito de carga nuclear efetiva $Z^* = Z - S$, onde S é a blindagem efetuada pelos $N - 1$ elétrons mais internos que oferecem ao elétron nl mais externo. A expressão para a energia é

$$E_{nl} = \frac{R(Z - S)^2}{n^2} \equiv \frac{R}{n^2}(\xi + p)^2 \quad (3.16)$$

onde “ p ” é o parâmetro de penetração, R é a constante de Rydberg⁵. $\xi = Z - (N - 1)$ sendo que N é o número total de elétrons no sistema. Um desenvolvimento típico usando estes parâmetros é mostrado nas referências [3, 5]. A equação(3.16) também mostra que o número de onda σ de uma transição entre termos com igual número quântico principal (n) é aproximadamente uma função linear de Z , enquanto que para todas as outras transições o σ varia quadraticamente com o valor de Z .

Para uma análise detalhada do espectro atômico numa seqüência isoeletrônica, usa-se o método gráfico. Este método resulta ser de grande importância nas discussões e na interpretação de resultados obtidos experimentalmente. O método consiste em graficar alguma função do valor do termo entre ξ , como exemplo temos, $T/(\xi + c)$, ou

⁵ O valor da constante de Rydberg é: 109737 cm^{-1}

$T/(\xi+c)^2$, onde “ c ” é uma constante determinada para cada situação. Em geral a expressão que mais se usa é $T/(\xi+c)$ e que será usada nesta tese.

3.2.3 Determinação das Transições para as Configurações $4s^24p^2$ e $4s^24p4d$ no Espectro do Rb VI.

A configuração do estado fundamental para o rubídio cinco vezes ionizado (Rb VI) é $4s^24p^2$ com os termos 3P , 1D , e 1S . O rubídio cinco vezes ionizado pertence à sequência isoeletrônica do germânio (Ge I). O espectro do primeiro elemento (Ge I) na sequência, encontra-se no ultravioleta de vácuo e foi estudado por Pokrzywka e Lotrian[36, 37]. Os íons de As II, Se III e Br IV, na sequência, foram amplamente estudados nas referências[38, 39, 40], na região do ultravioleta de vácuo. O estudo do Kr V, nesta sequência, foi estudado por Trigueiros *et al.*[41, 42] usando-se um theta pinch como fonte de luz espectroscópica, no intervalo de comprimento de onda de 432 - 2500 Å. Livingston[43] também estudou o espectro de Kr V utilizando um acelerador de íons, e Fawcett *et al.*[44] usando um “toroidal zeta device ”.

O espectro de Rb VI foi analisado pela primeira vez por Sullivan[45], para a configuração excitada $4s^24p5s$ usando-se laser para produzir plasma no intervalo de comprimento de onda de 320 - 450 Å. Uma outra configuração, $4s4p^3$, foi analisada por Litzén and Reader [46] utilizando-se um “ Low-inductance vacuum spark ” . Biémont [47], mediante cálculos semi-empíricos determinou os níveis de energia de vários íons, um deles o RbVI, usando os espectros registrados na Universidade de Lund. Wyart *et al.*[48] analisou o espectro do Sr VII usando um spark e registrando-o num espectrógrafo a vácuo de 10 m de incidência normal. Rahimullah *et al.* [49]

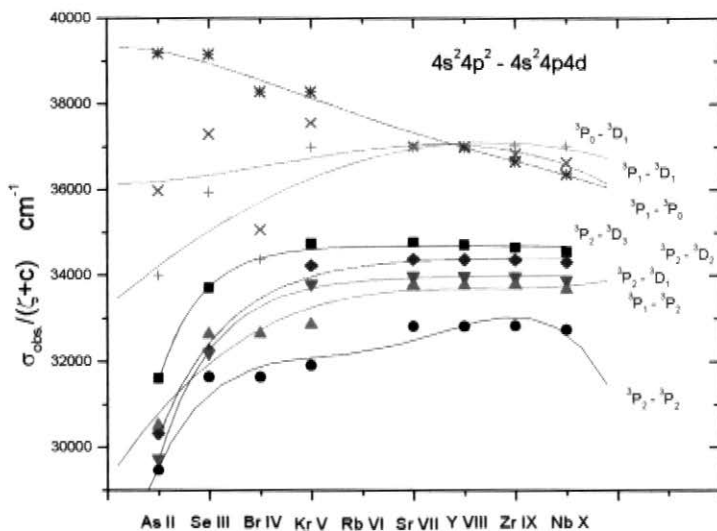


Figura 3.1: Gráfico para a sequência isoeletrônica do Ge I, valores experimentais.

analisou o espectro do Y VIII, Zr IX, Nb X, e Mo XI, pertencentes à sequência do Ge I.

As identificações das linhas foram guiadas pelas previsões teóricas obtidas com o código de Cowan[6]. As previsões foram obtidos pela diagonalização das matrizes de energia usando-se o Hartree Fock relativístico (HFR). A interpretação da estrutura de níveis foi feita utilizando-se o método dos mínimos quadrados.

Para considerar os efeitos das interações entre configurações, fazemos os cálculos usando as seguintes configurações: $4s^2 4p^2$, $4s^2 4d^2$, $4s^2 4f^2$, $4p^4$, $4p^3 4f$, $4p^2 4d^2$, $4s^2 4p 4f$ e $4s 4p^2 4d$ para a paridade par, e $4s 4p^3$, $4s^2 4p 5s$, $4s^2 4p 4d$, $4s 4p^2 4f$, $4s 4p 4d^2$, $4s 4p 4f^2$ e $4p^3 4d$ para a paridade ímpar.

Nos gráficos apresentados das figuras temos curvas típicas que permitem determinar valores de comprimento de onda para o íon do rubídio, Rb VI, da sequência

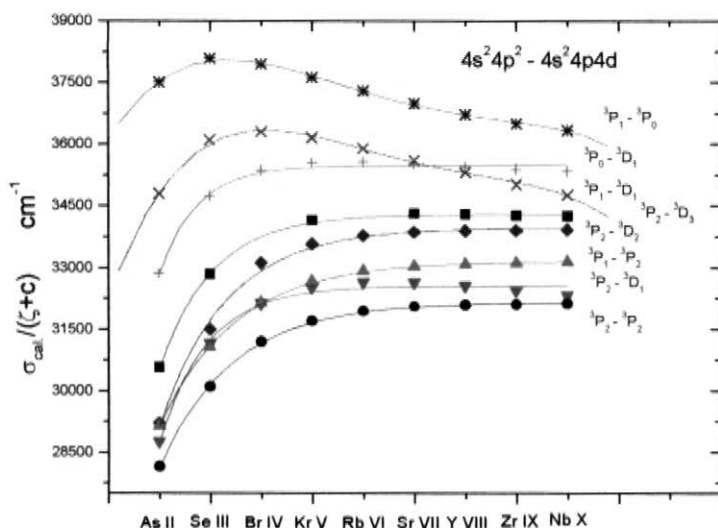


Figura 3.2: Gráfico para a sequência isoeletrônica do Ge I, valores calculados.

isoeletrônica do germânio (Ge I). Nas figuras (3.1,3.2) σ representa o número de onda em cm^{-1} , ξ representa o estado de ionização mais um, e C é uma constante. Podemos interpreta-la como uma aproximação “grosseira” para o valor de p na equação (3.16).

Na sequência isoeletrônica do Ge I, o íon Br IV foi estudado extensivamente por Joshi *et al*[50] e por Rao *et al* [40]. Transições para este íon e outros encontram-se em Kelly [51]. Observa-se que as transições que ocorrem do tripleto ${}^3D_{J=3,2,1}$ da configuração $4s^24p4d$ para o ${}^3P_{J=2,1,0}$ da configuração fundamental $4s^24p^2$ têm um comportamento irregular. Segundo a análise dos gráficos espera-se um comportamento similar entre as curvas Cal. e Obs., por terem estruturas eletrônicas semelhantes. Portanto, esperamos um comportamento parecido ou similar nos gráficos correspondentes a valores experimentais comparado com os gráficos dos valores calculados, o que não ocorre com o Br IV, pois ele foge do esquema. Eles podem ser observados

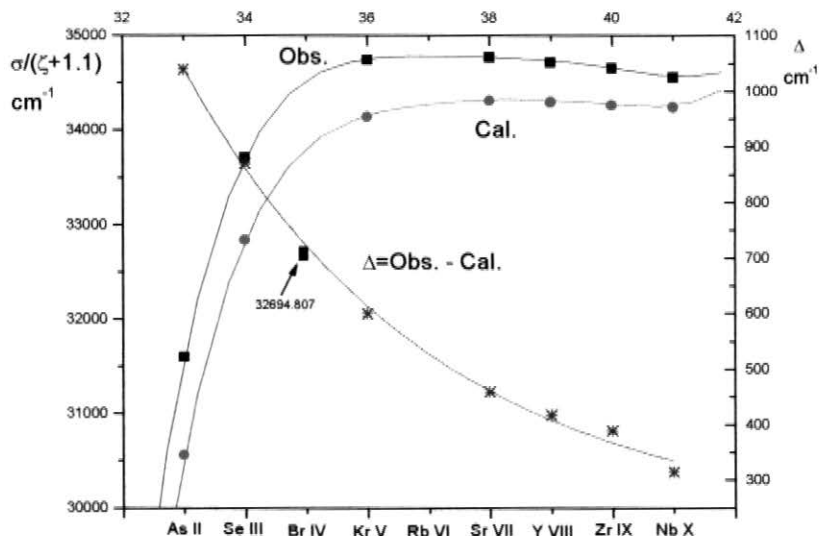


Figura 3.3: Sequência isoeletrônica do Ge I, para a transição $4s^2 4p^2 \ ^3P_2 - 4s^2 4p 4d \ ^3D_3$

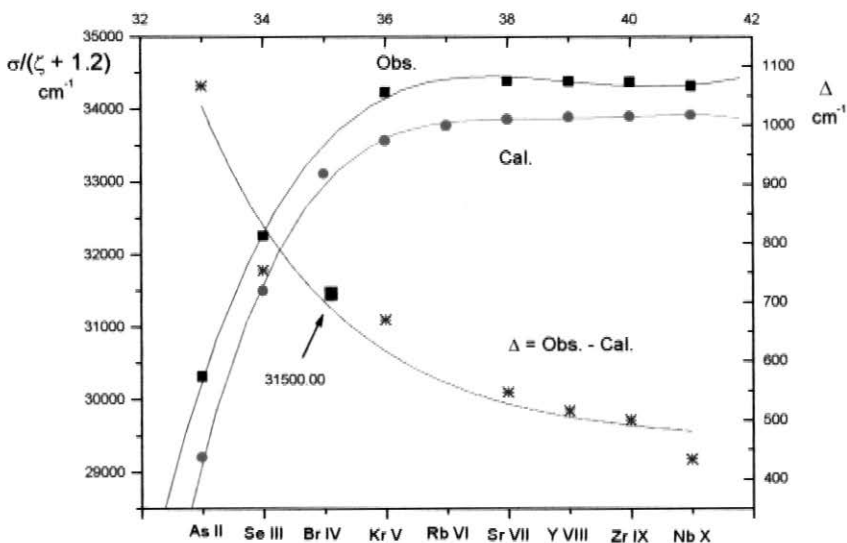


Figura 3.4: Sequência isoeletrônica do Ge I, para a transição $4s^2 4p^2 \ ^3P_2 - 4s^2 4p 4d \ ^3D_2$.

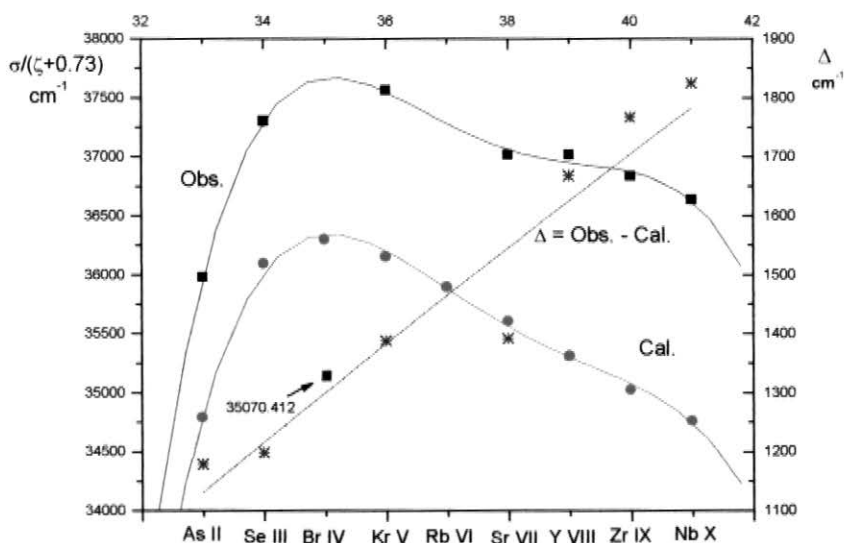


Figura 3.5: Seqüência isoeletrônica do Ge I, para a transição $4s^2 4p^2 \ ^3P_1 - 4s^2 4p 4d \ ^3D_1$.

nos gráficos da seqüência isoeletrônica e indicamos as partes irregulares. Nos gráficos das figuras (3.3, 3.4, 3.5, 3.6, 3.7) os valores correspondentes para o íon Br IV não são considerados o 3D da configuração $4s^2 4p 4d$.

Nesta tese propomos mudanças nos valores experimentais dos comprimentos de onda do íon Br IV, que pertence à seqüência isoeletrônica do Ge I. As transições realizadas a partir da configuração $4s^2 4p 4d$ para a configuração fundamental $4s^2 4p^2$ são conhecidas, referências [40, 50]. Segundo a análise da estrutura dos átomos desta seqüência podemos concluir que algumas transições que correspondem ao Br IV estão classificadas erroneamente. A transição $4s^2 4p^2 \ ^3P_2 - 4s^2 4p 4d \ ^3D_3$ é determinada, ver referências [40, 50] com o valor de $600,1\text{\AA}$. Nós propomos para esta transição o valor de $567\text{\AA}$. Analogamente as transições : $4s^2 4p^2 \ ^3P_2 - 4s^2 4p 4d \ ^3D_2$, $4s^2 4p^2 \ ^3P_1$

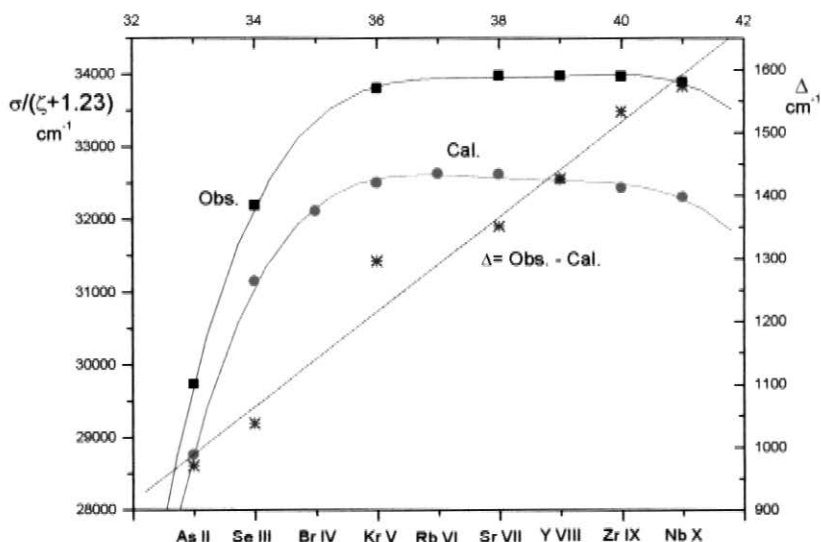


Figura 3.6: Seqüência isoeletrônica do Ge I, para a transição $4s^24p^2 \ ^3P_2 - 4s^24p4d \ ^3D_1$.

- $4s^24p4d \ ^3D_1$, $4s^24p^2 \ ^3P_1 - 4s^24p4d \ ^3D_2$ e, $4s^24p^2 \ ^3P_0 - 4s^24p4d \ ^3D_0$, com valores de : 610,5Å ,603,5Å , 599,6Å , e 592,0Å respectivamente. Nós propomos para estas transições os seguintes valores prováveis: 574 Å, 561 Å, 572 Å, e 553 Å. O suporte para estas transições preditas é baseado na teoria das seqüências isoeletrônicas e nas propriedades da estrutura atômica, de acordo o trabalho de Edlén[5].

Na tabela (3.21) apresentamos 11 transições originadas da configuração excitada $4s^24p4d$ para a configuração fundamental $4s^24p^2$ do íon Rb VI . Os comprimentos de onda ($\lambda_{Prov.}$) desta tabela são os valores mais prováveis. Nesta tabela $\sigma_{Prov.}$ representa o número de onda provável, $\sigma_{Cal.}$ é o número de onda calculado usando-se o código de Cowan.

Na tabela (3.22) apresentamos os valores dos níveis de energia da configuração

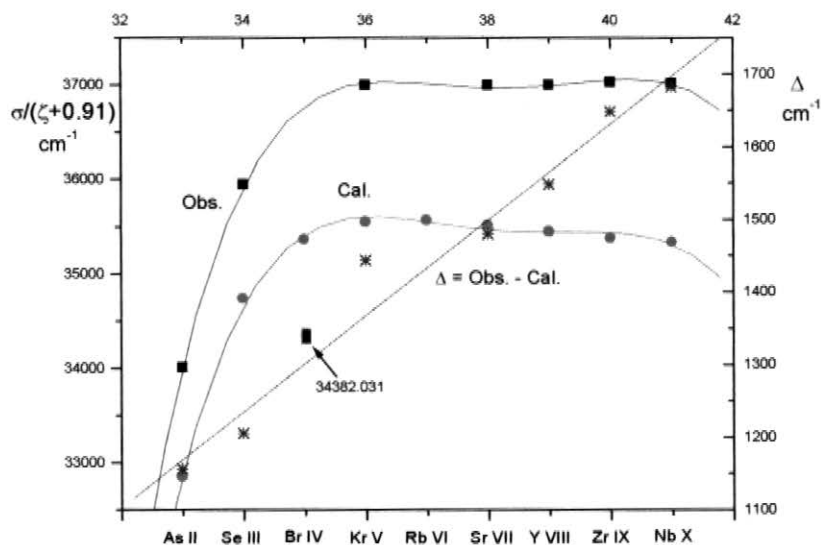


Figura 3.7: Seqüência isoeletrônica do Ge I, para a transição $4s^2 4p^2 \ ^3P_0 - 4s^2 4p 4d \ ^3D_1$.

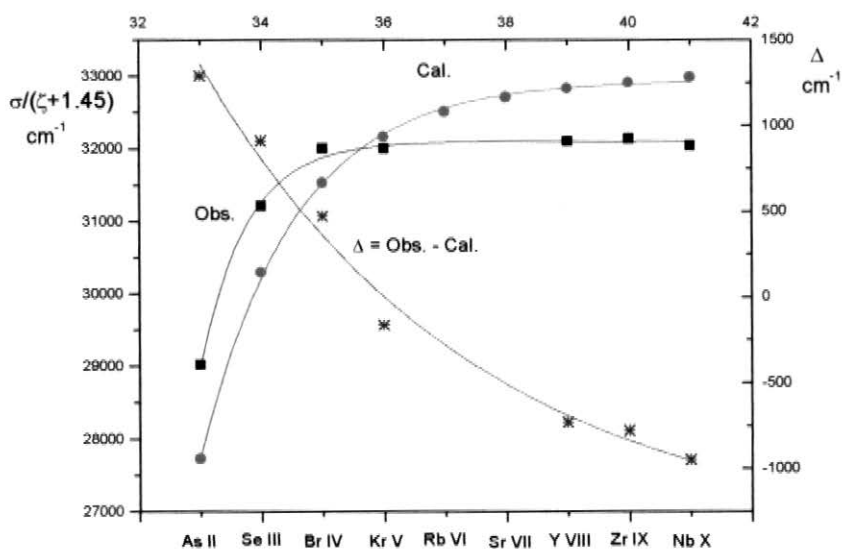


Figura 3.8: Seqüência isoeletrônica do Ge I, para a transição $4s^2 4p^2 \ ^3P_2 - 4s^2 4p 4d \ ^3P_1$.

$4s^24p4d$. Para cada nível de energia expressamos o grau de pureza mediante a composição percentual dos outros níveis de energia. Percentagens menores que 5 % não são consideradas. Cada nível de energia interage com vários outros níveis de energia da mesma configuração ou de outras configurações.

Os valores de 4 níveis de energia desta configuração não foram calculados. Na tabela só apresentamos os valores de $E_{Cat.}$. Neste trabalho nós não conseguimos fazer a análise das transições que ocorrem desta configuração para o fundamental dos 4 níveis ($4s^24p4d\ ^1P_1$, $4s^24p4d\ ^3F_{2,3,4}$) pela seguinte razão: os íons vizinhos do Rb VI não determinaram estas transições. Não foi possível determinar as transições sem conhecer o comportamento isoeletrônico experimental.

Na tabela (3.23) apresentamos os parâmetros de Hartree - Fock para a configuração $4s^24p4d$ do Rb VI, e as interações entre configurações correspondentes à mesma paridade.

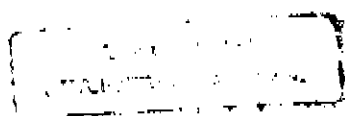


Tabela 3.21:Transições prováveis para o Rb VI calculadas usando-se o método gráfico das seqüências isoeletrônicas.

$\lambda_{Prov.}(\text{\AA})$	$\sigma_{Prov.}$	$\sigma_{cal.}$	Transições	
	(cm^{-1})	(cm^{-1})		
390,73	255932	245876	$4s^24p^2\ ^3P_0$	- $4s^24p4d\ ^3D_1$
399,05	250597	241373	$4s^24p^2\ ^3P_1$	- $4s^24p4d\ ^3D_1$
399,24	250477	259990	$4s^24p^2\ ^1D_2$	- $4s^24p4d\ ^1F_3$
401,61	248999	245717	$4s^24p^2\ ^3P_1$	- $4s^24p4d\ ^3P_0$
403,75	247680	243173	$4s^24p^2\ ^3P_2$	- $4s^24p4d\ ^3D_2$
404,92	246962	243273	$4s^24p^2\ ^3P_2$	- $4s^24p4d\ ^3D_3$
406,91	245754	236489	$4s^24p^2\ ^3P_2$	- $4s^24p4d\ ^3D_1$
407,67	245298	240816	$4s^24p^2\ ^3P_1$	- $4s^24p4d\ ^3P_2$
415,42	240718	235931	$4s^24p^2\ ^3P_2$	- $4s^24p4d\ ^3P_2$
418,09	239184	242142	$4s^24p^2\ ^3P_2$	- $4s^24p4d\ ^3P_1$
449,99	222228	203997	$4s^24p^2\ ^1D_2$	- $4s^24p4d\ ^1D_2$

$\sigma_{Prov.}$ é o número de onda provável

$\sigma_{cal.}$ é o número de onda calculado

Tabela 3.22: Níveis de energia do Rb VI. A pureza é dada na representação L.S.

Componentes menores que 5 % foram omitidas da expansão.

Designação	$E_{Prov.}$ (cm ⁻¹)	$E_{cal.}$ (cm ⁻¹)	Δ	Composição Percentual
$4s^2 4p 4d \ ^3P_2$	250617 ± 10	250978	-361	$55 + 14 \ (^2P)^1D_2 + 9 \ (^2P)^3D_2 + 11$ $[4s 4p^3(^2D)^1D_2] + 5.4[4s 4p^3(^2P)^3P_0]$
$\quad \quad \quad \ ^3P_1$	249082 ± 10	254542	-5460	$59 + 27 \ (^2P)^3D_1 + 6 [4s 4p^3(^2P)^3P_1]$
$\quad \quad \quad \ ^3P_0$	254139 ± 10	257652	-3513	$87 + 9 [4s 4p^3(^2P)^3P_0]$
$4s^2 4p 4d \ ^1D_2$	245974 ± 10	258024	-12050	$42 + 27 [4s 4p^3(^2D)^1D_2] + 15(^2P)^3P_2$ $+ 9 \ (^2P)^3D_2$
$4s^2 4p 4d \ ^3D_1$	255737 ± 10	260622	-4885	$58 + 28 \ (^2P)^3P_1 + 7[4s 4p^3(^2D)^3D_1]$
$\quad \quad \quad \ ^3D_2$	257579 ± 10	262119	-4540	$68 + 17 \ (^2P)^3P_2 + 8[4s 4p^3(^2D)^3D_2]$
$\quad \quad \quad \ ^3D_3$	256861 ± 10	262138	-5277	$85 + 9 [4s 4p^3(^2D)^3D_3]$
$4s^2 4p 4d \ ^1F_3$	274223 ± 10	284445	-1022	95
$4s^2 4p 4d \ ^1P_1$		291197		$83 + 10 [4s 4p^3(^2P)^1P_1]$
$4s^2 4p 4d \ ^3F_2$		222554		95
$\quad \quad \quad \ ^3F_3$		225836		96
$\quad \quad \quad \ ^3F_4$		230787		97

$$\Delta = E_{Prov.} - E_{cal.}$$

Tabela 3.23: Valores dos parâmetros de Hartree-Fock
prováveis obtidos para o Rb VI

Configuração	Parâmetros	HF (cm ⁻¹)
4s ² 4p4d	E _{av}	253314
	ζ _{4p}	5922
	ζ _{4d}	389
	F ² (4p4d)	50733
	G ¹ (4p4d)	62244
	G ³ (4p4d)	38735
Integrais de Interações de Configurações		
4s4p ³ -4s ² 4p4d	R ¹ (4p4p,4s4d)	82115
4s ² 4p4d-4s4p ² 4f	R ¹ (4s4d,4p4f)	59361
4s ² 4p4d-4s ² 4p4f	R ³ (4s4d,4f4p)	29846
4s ² 4p4d-4s4p4d ²	R ¹ (4s4p,4p4d)	83700
4s ² 4p4d-4s4p4d ²	R _e ¹ (4s4p,4d4p)	62561
4s ² 4p4d-4s4p4d ²	R ² (4s4d,4d4d)	53240
4s ² 4p4d-4s4p4f ²	R ³ (4s4d,4f4f)	26376
4s ² 4p4d-4p ³ 4d	R ¹ (4s4s,4p4p)	96470

3.3 Análise Espectral do Xe VII

O átomo de xenônio seis vezes ionizado, Xe VII, faz parte da sequência isoeletrônica do Cadmio (Cd I), possuindo 48 elétrons. Seu nível fundamental é $4d^{10}5s^2\ ^1S_0$. A sequência isoeletrônica do Cd I é basicamente um sistema de dois elétrons, considerando-se os dois elétrons mais externos como elétrons de valência e os elétrons mais internos formam uma espécie de blindagem ou “ core ” para os dois elétrons mais externos. Assim, os sistemas excitados normalmente possuem um comportamento relativamente simples. Entretanto o “ core ” restante, $4d^{10}$, é até certo ponto grande e por isso deve ser levado em consideração nos cálculos de estrutura atômica de tais íons.

Estudos teóricos e experimentais para tais sistemas de dois elétrons é de grande importância já que permitirá a compreensão de efeitos “ core - valência ” para a aplicação nas configurações mais complexas.

Podemos encontrar informações sobre a análise espectral da sequência isoeletrônica do Cd I na referência [52]. Os primeiros trabalhos publicados para esse íon foram realizados por Fawcett *et al* [53] e Knystantas *et al* [54], sendo revisados e estendidos por Kaufman and Sugar [55]. Estudos mais recentes sobre a espectroscopia de Xe VII foram apresentados mediante as investigações realizadas pelos autores O'Sullivan [56] e Blackburn *et al* [57] na parte das camadas internas, sendo as transições do tipo $4p\text{-}np$, nf , do espectro do Xe VII. Esses trabalhos incluíram também espectros do Xe VIII e Xe IX.

A espectroscopia do xenônio altamente ionizado é de interesse em diagnósticos de plasma usados em Tokamaks.

A classificação de novas linhas no espectro do Xe VII é realizada usando-se um theta-pinch como fonte de luz espectroscópica. Esse aparelho foi especialmente construído para produzir íons altamente ionizados⁶.

Para registrar um bom espectro de Xe VII, usamos os seguintes parâmetros: pressão de 2 mtorr, tensão de 14 kV e 120 descargas para cada experimento.

Para efeito de distinguir os diferentes graus de ionização existentes nos espectrogramas registramos cinco diferentes espectrogramas variando os parâmetros experimentais. Os parâmetros que foram sujeitos a variações são a tensão e a pressão. O assinalamento das linhas no espectrograma foi realizado tomando-se em consideração as variações das intensidades nos diferentes experimentos na mesma placa fotográfica.

Como suporte aos resultados experimentais usamos o código computacional do Prof. R. D. Cowan. Fizemos predições mediante a diagonalização das matrizes de energia com o método de aproximação de Hartree - Fock relativístico (HFR). Estes programas de HFR são usados para prever comprimentos de onda, níveis de energia e intensidades relativas.

Para a análise das transições entre as configurações $5p^2$, $5p5d$ e $5s5d$, incluímos outras configurações com a finalidade de poder observar as interações entre configurações. Para a paridade par temos: $5s^2$, $5p^2$, $5s5d$, $5s6s$, $5d^2$, $5p6p$, $5d6s$, $5d6d$, $5p4f$, $5p5d$, $5p6f$ e $4f^2$. Desta forma podemos observar que a configuração $5s^2$ é fortemente afetada pela configuração $5p^2$, através da interação s^2 - p^2 e a configuração $5d^2$ através da interação s^2 - d^2 . Adicionalmente a configuração $5p^2$ é fortemente afetada

⁶ O theta-pinch foi amplamente discutido no capítulo 2 desta tese, também pode ser encontrado no artigo publicado no Journal of Physics D: Applied Physics, **31**, 866-872 (1998).

pela configuração $5s5d$, através da interação p^2 - sd e a configuração $5d^2$ através da interação p^2 - d^2 . Na paridade ímpar: $5s5p$, $5s6p$, $5p5d$, $5p6s$, $5s4f$, $5s5f$, $5d4f$, $5d5f$ e $6s6p$, a configuração $5s5p$ é principalmente afetada pela configuração $5p5d$, através da interação sp - pd . A configuração $5p5d$ é afetada pelas configurações $5s5f$ e $5d5f$ através das interações pd - sf e pd - df . O tipo de acoplamento usado para analisar este espectro é o LS.

Na tabela (3.31) apresentamos 27 novas transições classificadas. As intensidades das linhas são estimadas visualmente. Discutimos a transição $595,094 \text{ \AA}$. Tauheed *et al.*[58] classifica-a como Xe V, sendo confirmado pelo experimento de Larsson *et al.*[59]. Em nossos experimentos essa transição é classificada, também, como uma linha de Xe V. Larsson *et al.*[59] propôs uma linha $608,8 \text{ \AA}$ para determinar o nível $5s5d \ ^1D_2$. Neste trabalho nós achamos esta linha em $608,71 \text{ \AA}$ e determinamos o valor experimental do nível em $307\,545,3(2) \text{ cm}^{-1}$.

A tabela (3.32) apresenta 11 níveis de energia para a configuração $4d^{10}5p5d$. Os valores dos níveis de energia foram determinados com comprimentos de onda observados mediante um processo iterativo⁷. Por sua vez estes valores de níveis de energia permitiram fazer o cálculo dos parâmetros de Slater para as configurações: $4d^{10}5s^2$, $4d^{10}5p^2$, $4d^{10}5s5p$, $4d^{10}5s5d$ e $4d^{10}5s5d$ como é mostrado na tabela (3.33). Nesta tabela pode-se observar para a paridade par a interação entre configurações como $5s^2$ - $5p^2$ e $5p^2$ - $5s5d$ respectivamente, com os valores de HFR e o valor ajustado considerando um desvio padrão de 99 cm^{-1} . Analogamente para a paridade ímpar

⁷ Os valores dos níveis de energia são determinados das observações dos comprimentos de onda por um procedimento iterativo de otimização[60]

temos a interação de configuração $5s5p-5p5d$ e $5s5p-5p5d$ com os respectivos valores e desvio padrão de 129 cm^{-1} . As outras interações entre as configurações que não são incluídos nesta tabela encontram-se na publicação interna do laboratório[61].

Tabela 3.31: Novas transições classificadas no espectro do Xe VII

Intensidade	$\lambda_{\text{Obs.}} (\text{\AA})$	$\lambda_{\text{Pre.}} (\text{\AA})$	Transições
40	482,86		$5p^2 \ ^1D_2 - 5p5d \ ^1P_1^0$
20	494,23		$5p^2 \ ^1D_2 - 5p5d \ ^1F_3^0$
20	535,99		$5p^2 \ ^3P_2 - 5p5d \ ^1F_3^0$
40	548,73		$5p^2 \ ^3P_1 - 5p5d \ ^3D_2^0$
20	576,24		$5p^2 \ ^3P_2 - 5p5d \ ^3P_1^0$
20	580,68		$5s5p \ ^3P_1^0 - 5p^2 \ ^1S_0$
40	581,47		$5p^2 \ ^3P_2 - 5p5d \ ^3D_3^0$
40	598,09		$5p^2 \ ^3P_1 - 5p5d \ ^1D_2^0$
10	605,88		$5p^2 \ ^3P_2 - 5p5d \ ^3D_2^0$
20	608,71	608,8	$5s5p \ ^1P_1^0 - 5s5d \ ^1D_2$
80	624,62		$5p^2 \ ^3P_2 - 5p5d \ ^3D_1^0$
40	643,39		$5s5d \ ^3D_1 - 5p5d \ ^1P_1^0$
10	666,60		$5p^2 \ ^3P_2 - 5p5d \ ^1D_2^0$
20	667,92		$5s5d \ ^3D_2 - 5p5d \ ^1F_3^0$
10	726,56		$5s5d \ ^3D_1 - 5p5d \ ^3P_1^0$
10	731,57		$5s5d \ ^3D_2 - 5p5d \ ^3P_1^0$
20	737,38		$5s5d \ ^3D_3 - 5p5d \ ^3P_2^0$
40	749,02		$5s5d \ ^3D_3 - 5p5d \ ^3D_3^0$
20	764,05		$5s5d \ ^1D_2 - 5p5d \ ^1F_3^0$
20	805,36		$5s5d \ ^3D_1 - 5p5d \ ^3D_1^0$
10	844,59		$5s5d \ ^1D_2 - 5p5d \ ^3P_2^0$
20	857,63		$5s5d \ ^3D_3 - 5p5d \ ^3F_4^0$
10	928,86		$5s5d \ ^3D_2 - 5p5d \ ^3F_3^0$
10	942,94		$5s5d \ ^3D_3 - 5p5d \ ^3F_3^0$
10	990,42		$5s5d \ ^3D_1 - 5p5d \ ^3F_2^0$
10	999,64		$5s5d \ ^3D_2 - 5p5d \ ^3F_2^0$
10	1016,19		$5s5d \ ^3D_3 - 5p5d \ ^3F_2^0$
20	1231,57		$5s5d \ ^1D_2 - 5p5d \ ^3F_2^0$

Tabela 3.32: Novos valores dos níveis de energia para Xe VII.

Designa��o	Energia	$E_{Obs.} - E_{Cal.}^a$	Composi���o ^b Percentual
	(cm ⁻¹)	(cm ⁻¹)	
$4d^{10}5p5d\ ^3F_2^0$	$388742 \pm 2,0$	13	$83 + 14(^2P)^1D$
$4d^{10}5p5d\ ^3F_3^0$	$396378 \pm 7,0$	-113	$93 + 4(^2P)^1D$
$4d^{10}5p5d\ ^1D_2^0$	$401873 \pm 5,0$	165	$50 + 21(^2P)^3P + 9(^2P)^3F + 8(^2P)^3D$ $+ 11(5s6p(^2S)^3P)$
$4d^{10}5p5d\ ^3F_4^0$	$406935 \pm 2,5$	-43	98
$4d^{10}5p5d\ ^3D_1^0$	$411941 \pm 2,5$	-58	$65 + 18(^2P)^3P + 5(^2S)^3P + 4(^2P)^1P$ $+ 5(5s6p(^2S)^1P) + 5(5s6p(^2S)^3P)$
$4d^{10}5p5d\ ^3D_2^0$	$416910 \pm 6,0$	13	$40 + 31(^2P)^3P + 19(^2P)^1D + 4(^2P)^3F$ $+ 5(5s6p(^2S)^3P)$
$4d^{10}5p5d\ ^3D_3^0$	$423840 \pm 5,0$	-12	$92 + 4(^2P)^3F$
$4d^{10}5p5d\ ^3P_0^0$	$424967 \pm 5,0$	100	
$4d^{10}5p5d\ ^3P_1^0$	$425402 \pm 4,0$	64	$71 + 25(^2P)^3D$
$4d^{10}5p5d\ ^3P_2^0$	$425948 \pm 2,5$	-57	$81 + 15(^2P)^1D$
$4d^{10}5p5d\ ^1F_3^0$	$438427 \pm 2,5$	-124	$68 + 25(5s5f(^2S)^1F)$
$4d^{10}5p5d\ ^1P_1^0$	$443199 \pm 3,0$	66	$87 + 4(^2P)^3D + 4(5d4f(^2F)^1P)$

a) Valor do nível de energia obtido com o ajuste dos parâmetros.

b) A composição percentual está na representação LS. Percentagens menores que 5 % são omitidas nesta tabela.

Tabela 3.33: Valores ajustados dos parâmetros pelo programa RCE, do Xe VII

Configuração	Parâmetros	HFR(cm^{-1})	Valor Ajus.(cm^{-1})	Ajus./HFR
$4d^{10}5s^2$	E_{av}	0.0	10586(103)	-
$4d^{10}5p^2$	E_{av}	246754	246868(56)	1,000
	$F^2(5p5p)$	59133	41272(364)	0,700
	ζ_{3p}	10573	11318(56)	1,070
$4d^{10}5s5d$	E_{av}	291716	295662(55)	1,013
	$G^2(5s5d)$	38852	43362(346)	1,116
	ζ_{5d}	849	1078(56)	1,300
Integrais de interações de configurações				
$5s^2-5p^2$		76811	88334 ^a	1,150
$5p^2-5s5d$		64977	46700 ^a	0,719
$4d^{10}5s5p$	E_{av}	116351	119886(71)	1,030
	$G^1(5s5p)$	76823	60389(268)	0,786
	ζ_{5p}	10652	11752(113)	1,103
$4d^{10}5p5d$	E_{av}	414 384	417 275(44)	1,007
	$F^2(5p5d)$	49 801	42404(822)	0,851
	$G^1(5p5d)$	58 636	56 018(265)	0,955
	$G^3(5p4d)$	37 484	25 566(726)	0,682
	ζ_{5p}	10 759	11 546(168)	1,073
	ζ_{5d}	866	1 033(103)	1,193
Integrais de interações de configurações				
$5s5p-5p5d$	$R^1(5s5p5p5d)$	65 650	76 314 ^a	1,162
$5s5p-5p5d$	$R^1(5s5p5d5p)$	48 308	41062 ^a	0,850

O desvio padrão do ajuste foi de 49 cm^{-1} para os níveis da paridade par e 129 cm^{-1} na paridade ímpar

^a : Parâmetros mantidos fixos durante o ajuste

3.4 Forças de Osciladores Ponderadas e Tempos de Vida para o Espectro do Si X

O silício nove vezes ionizado (Si X) pertence à sequência isoeletrônica do B I. Sua configuração fundamental é $1s^2 2s^2 2p$ com o termo 2P , sendo que o seu potencial de ionização é de 401,38 eV. O espectro de Si X foi estudado por vários autores⁸ em diferentes comprimentos de onda e usando diferentes aparelhos de detecção. O espectro de Si X tem sido estudado no intervalo de comprimento de onda de 6,846 - 551,320 Å.

O objetivo principal deste trabalho é o cálculo das forças de osciladores ponderadas (gf) e os tempos de vida para o espectro do Si X. Primeiramente se realizou uma revisão de todas as transições de dipolo elétrico conhecidas do espectro do Si X, seus gf e tempos de vida calculados desde valores ajustados dos parâmetros de energia.

A interpretação do cálculo destes dois parâmetros é de uso frequente nos laboratórios de espectroscopia e também na análise do espectro solar⁹.

O cálculo do parâmetro gf se torna importante porque é uma quantidade física que tem relação com a intensidade da linha espectral (I) e com a probabilidade de transição. O seu embasamento teórico pode ser encontrado no capítulo 2 desta tese ou nas referências [6, 10].

As predições teóricas para os níveis de energia das configurações: $1s^2 2p^3$, $1s^2 2s^2 3p$, $1s^2 2s 2p^3 s$, $1s^2 2s 2p^3 d$, $1s^2 2s 2p^4 d$, $1s^2 2s 2p^5 d$, $1s^2 2p^2 3p$, $1s^2 2p^2 4p$, $1s^2 2s^2 3s$, $1s^2 2s^2 3d$, $1s^2 2s 2p^3 p$, $1s^2 2s 2p^4 p$, $1s^2 2s 2p^5 p$, $1s^2 2p^2 3d$, $1s^2 2s^2 4d$, $1s^2 2s^2 4d$, $1s^2 2s^2 5d$, e $1s^2 2s^2 6d$

⁸ Os varios autores à que nos referimos, se encontram citados no artigo que se apresenta com o título: " Weighted Oscillator Strengths and Lifetimes for Si X Spectrum "

⁹ Estes dados são de grande importância para Astrofísica.

são obtidas pela diagonalização das matrizes de energia usando-se o método de aproximação de Hartree - Fock relativístico (HFR). Estas predições são realizadas usando-se o código computacional desenvolvido pelo Prof. R. D. Cowan discutidos neste capítulo, na seção 3.1 e na referência [6].

A interpretação da estrutura de níveis é feita pelo ajuste dos mínimos quadrados dos níveis observados. Os valores dos níveis de energia são determinados mediante um processo iterativo usando-se o programa conhecido como “ ELCALC ” (Energy Level Calculations) [60]. Cada comprimento de onda observado que será utilizado no programa ELCALC é considerado com a sua respectiva resolução ou incerteza.

Os resultados obtidos dos níveis de energia ajustados por este método (ELCALC) são usados para otimizar os parâmetros eletrostáticos mediante o procedimento dos mínimos quadrados usando o programa (RCE Mod 19)¹⁰. Finalmente os parâmetros otimizados são usados para calcular o gf e os tempos de vida. O cálculo é realizado usando-se o código de Cowan (RCG Mod)¹¹.

Na revisão realizada no espectro do Si X obtivemos um total de 123 transições e o número de configurações que deram origem as transições são no total de 18. O resultado final é a obtenção dos valores de gf para todas as transições observadas e os valores de tempo de vida dos níveis de energia para cada uma das 18 configurações.

Os valores dos parâmetros ajustados pelo RCE 19 são apresentados na tabela (3.41 e 3.42). Os valores dos parâmetros “ gf ” e “ Lifetimes ” encontram-se nas tabelas (3.43 e 3.44).

¹⁰Este programa já foi discutido amplamente na seção 4.1, encontra-se também na referencia [6].

¹¹O programa RCG 10 foi discutido amplamente na seção 4.1, e um tratamento detalhado pode ser encontrado no manual[30].

Tabela 3.41: Parâmetros de Hartree - Fock para o Si X, paridade ímpar

Configuração	Parâmetros	HFR value cm^{-1}	Valor Ajustado cm^{-1}	Ajst/HFR
$1s^2 2s^2 2p$	E_{av}	29637	30280	1,022
	ζ_{2p}	4783	4865	1,017
$1s^2 2s^2 3p$	E_{av}	1946902	1989977	1,022
	ζ_{3p}	1229	1250	1,017
$1s^2 2p^3$	E_{av}	589521	581546	0,986
	$F^2(2p2p)$	217928	198080	0,909
	ζ_{2p}	4615	3562	0,772
$1s^2 2s 2p 3s$	E_{av}	2053757	2053273	0,999
	ζ_{2p}	5042	5055	1,000
	$G^1(2s2p)$	251651	243159	0,966
	$G^0(2s3s)$	17864	14496	0,811
	$G^1(2p3s)$	22358	18143	0,811
$1s^2 2s 2p 3d$	E_{av}	2201349	2197654	0,998
	ζ_{2p}	5045	4723	0,936
	ζ_{3d}	172*		
	$F^2(2p3d)$	75659	68778	0,909
	$G^1(2s2p)$	250716	228992	0,913
	$G^2(2s3d)$	65588	48713	0,743
	$G^1(2p3d)$	69964	71810	1,026
	$G^3(2p3d)$	50531*		
$1s^2 2s 2p 4d$	E_{av}	2756116	2749431	0,998
	ζ_{2p}	5079	4576	0,936
	ζ_{4d}	73*		
	$F^2(2p4d)$	26729	24298	0,909
	$G^1(2s2p)$	251519	229175	0,911
	$G^2(2s4d)$	22379	16621	0,743
	$G^1(2p4d)$	24562	25210	1,026
	$G^3(2p4d)$	14770*		
$1s^2 2s 2p 5d$	E_{av}	3010351	3008772	0,999
	ζ_{2p}	5089	4765	0,936
	ζ_{5d}	38*		
	$F^2(2p5d)$	12608	11461	0,909
	$G^1(2s2p)$	251715	213654	0,849
	$G^2(2s5d)$	10385	7713	0,743
	$G^1(2p5d)$	11569	11875	1,026

Tabela 3.41: Parâmetros de Hartree - Fock para o Si X, paridade ímpar - Continuação

Configuração	Parâmetros	HFR value cm ⁻¹	Valor Ajustado cm ⁻¹	Ajst/HFR
	G ³ (2p5d)	7065*		
1s ² 2p ² 3p	E ^{av}	2397537	2389174	0,997
	F ² (2p2p)	225614	194742	0,863
	ζ _{2p}	4962*		
	ζ _{3p}	1185*		
	F ² (2p3p)	57266	39077	0,682
	G ⁰ (2p3p)	23782	20307	0,854
	G ² (2p3p)	25148	21474	0,854
1s ² 2p ² 4p	E _{av}	2992384*		
	F ² (2p2p)	226354*		
	ζ _{2p}	4995*		
	ζ _{4p}	485*		
	F ² (2p4p)	21175*		
	G ⁰ (2p4p)	7657*		
	G ² (2p4p)	8846*		
Integrais de Interações de Configurações				
1s ² 2s ² 2p - 1s ² 2s ² 3p	R ¹ (2s2s,3p3p)	247398*		
1s ² 2s ² 2p - 1s ² 2s ² 3s	R ⁰ (2s2s,2s3s)	14506*		
	R ¹ (2s2p,2p3s)	49635*		
	R ⁰ (2s2p,3s2p)	8425*		
1s ² 2s ² 2p - 1s ² 2s ² 3d	R ¹ (2s2p,2p3d)	-126183*		
	R ¹ (2s2p,3d2p)	-98891*		
1s ² 2s ² 2p - 1s ² 2s ² 4d	R ¹ (2s2p,2p4d)	-76801*		
	R ² (2s2p,4d2p)	-61395*		
1s ² 2s ² 2p - 1s ² 2s ² 5d	R ¹ (2s2p,2p5d)	-52950*		
	R ² (2s2p,5d2p)	-42586*		
1s ² 2s ² 2p - 1s ² 2p ² 3p	R ¹ (2s2s,2p3p)	16588*		
1s ² 2s ² 2p - 1s ² 2p ² 4p	R ¹ (2s2s,2p4p)	2471*		
1s ² 2s ² 3p - 1s ² 2s2p3s	R ² (2s3p,2p3s)	90030*		
	R ⁰ (2s3p,3s2p)	20037*		
1s ² 2s ² 3p - 1s ² 2s2p3d	R ¹ (2s3p,3p3d)	57463*		
	R ² (2s3p,3d3p)	-2111*		
1s ² 2s ² 3p - 1s ² 2s2p4d	R ¹ (2s3p,3p4d)	-3257*		
	R ² (2s3p,4d3p)	-4372*		
1s ² 2s ² 3p - 1s ² 2s2p5d	R ¹ (2s3p,3p5d)	-7554*		
	R ² (2s3p,5d3p)	-3910*		
1s ² 2s ² 3p - 1s ² 2p ² 3p	R ¹ (2s2s,3p3p)	251274*		
1s ² 2s ² 4p - 1s ² 2s2p3s	R ¹ (2s4p,2p3s)	28977*		
	R ⁰ (2s4p,3s2p)	10939*		

Tabela 3.41: Parâmetros de Hartree - Fock para o Si X, paridade ímpar - Continuação

Configuração	Parâmetros	HFR Value cm ⁻¹	Valor ajustado cm ⁻¹	Ajst/HFR
1s ² 2s ² 4p - 1s ² 2s2p3d	R ¹ (2s4p,2s3d)	21660*		
	R ² (2s4p,3d2s)	1891*		
1s ² 2s ² 4p - 1s ² 2s2p4d	R ¹ (2s4p,2p4d)	24897*		
	R ² (2s4p,4d2p)	-485*		
1s ² 2s ² 4p - 1s ² 2s2p5d	R ¹ (2s4p,2p5d)	5299*		
	R ² (2s4p,5d2p)	-836*		
1s ² 2s ² 4p - 1s ² 2p ² 3p	R ¹ (2s2s,3p3p)	0*		
1s ² 2s ² 4p - 1s ² 2p ² 3p	R ¹ (2s2s,2p2p)	251958*		
1s ² 2p ³ - 1s ² 2s2p3s	R ¹ (2p2p,2s3s)	48157*		
1s ² 2p ³ - 1s ² 2s2p3d	R ¹ (2p2p,2p3d)	-128656*		
1s ² 2p ³ - 1s ² 2s2p4d	R ¹ (2p2p,2p4d)	-77902*		
1s ² 2p ³ - 1s ² 2s2p5d	R ¹ (2p2p,2p5d)	-53599*		
1s ² 2p ³ - 1s ² 2p ² 3p	R ⁰ (2p2p,2p3p)	9545*		
	R ² (2p2p,2p3p)	43246*		
1s ² 2p ³ - 1s ² 2p ² 4p	R ⁰ (2p2p,2p4p)	4834*		
	R ² (2p2p,2p4p)	20910*		
1s ² 2s2p3s - 1s ² 2s2p3d	R ² (2p3s,2p3d)	13083*		
	R ¹ (2p3s,3d2p)	-16978*		
1s ² 2s2p3s - 1s ² 2s2p4d	R ² (2p3s,2p4d)	-8145*		
1s ² 2s2p3s - 1s ² 2s2p4d	R ¹ (2p3s,4d2p)	-13003*		
1s ² 2s2p3s - 1s ² 2s2p5d	R ² (2p3s,2p5d)	-8675*		
	R ¹ (2p3s,5d2p)	-9707*		
1s ² 2s2p3s - 1s ² 2p ² 3p	R ¹ (2s3s,2p3p)	89913*		
	R ¹ (2s3s,3p2p)	17808*		
1s ² 2s2p3s - 1s ² 2p ² 4p	R ¹ (2s3s,2p4p)	29459*		
	R ¹ (2s3s,4p2p)	9036*		
1s ² 2s2p3d - 1s ² 2s2p4d	R ⁰ (2s3d,2p4d)	0*		
	R ² (2s3d,4d2s)	37622*		
	R ⁰ (2p3d,2p4d)	0*		
	R ² (2p3d,2p4d)	34933*		
	R ¹ (2p3d,4d2p)	40861*		
	R ³ (2p3d,4d2p)	24006*		
1s ² 2s2p3d - 1s ² 2s2p5d	R ⁰ (2s3d,2s5d)	0*		
	R ² (2s3d,5d2s)	25184*		
	R ⁰ (2p3d,2p5d)	0*		
	R ² (2p3d,2p5d)	21937*		
	R ¹ (2p3d,5d2p)	27687*		
	R ³ (2p3d,5d2p)	16307*		
1s ² 2s2p3d - 1s ² 2p ² 3p	R ¹ (2s3d,2p3p)	57063*		
	R ¹ (2s3d,3p2p)	1295*		
1s ² 2s2p3d - 1s ² 2p ² 4p	R ¹ (2s3d,2p4p)	21720*		

Tabela 3.41: Parâmetros de Hartree - Fock para o Si X, paridade ímpar - Continuação

Configuração	Parâmetros	HFR Value cm ⁻¹	Valor ajustado cm ⁻¹	Ajst/HFR
1s ² 2s2p4d - 1s ² 2s2p5d	R ¹ (2s3d,4p2p)	4615*		
	R ⁰ (2s4d,2s5d)	0*		
	R ² (2s4d,5d2s)	15200*		
	R ⁰ (2p4d,2p5d)	0*		
	R ² (2p4d,2p5d)	16632*		
1s ² 2s2p4d - 1s ² 2p ² 3p	R ¹ (2p4d,5d2p)	16822*		
	R ¹ (2s4d,2p3p)	-3904*		
	R ¹ (2s4d,3p2p)	-2282*		
1s ² 2s2p4d - 1s ² 2p ² 4p	R ¹ (2s4d,2p4p)	24629*		
	R ¹ (2s4d,4p2p)	1180*		
1s ² 2s2p5d - 1s ² 2p ² 3p	R ¹ (2s5d,2p3p)	-7897*		
	R ¹ (2s5d,3p2p)	-2436*		
1s ² 2s2p5d - 1s ² 2p ² 4p	R ¹ (2s5d,2p4p)	4955*		
	R ¹ (2s5d,4p2p)	332*		
1s ² 2p ² 3p - 1s ² 2p ² 4p	R ⁰ (2p3p,2p4p)	0*		
	R ² (2p3p,2p4p)	27149*		
	R ⁰ (2p3p,4p2p)	13360*		
	R ² (2p3p,4p2p)	14640*		

*: O valor deste parâmetro foi conservado fixo durante o ajuste.

Tabela 3.42: Parâmetros de Hartree - Fock para o Si X, paridade par

Configuração	Parâmetros	HFR value cm ⁻¹	Valor ajustado cm ⁻¹	Ajst/HFR
1s ² 2s2p ²	E _{av}	271614	269434	0,992
	F ² (2p2p)	219727	208402	0,948
	ζ _{2p}	4108	4615	0,980
	G ¹ (2s2p)	247139	233891	0,946
1s ² 2s ² 3s	E _{av}	1862082*		
1s ² 2s ² 4s	E _{av}	2512794*		
1s ² 2s ² 3d	E _{av}	2015961*		
	ζ _{3d}	176*		
1s ² 2s ² 4d	E _{av}	2572639*		
	ζ _{4d}	75*		
1s ² 2s2p3p	E _{av}	2133031	2128705	0,998
	ζ _{2p}	5043	4943	0,980
	ζ _{3p}	1206*		
	F ² (2p3p)	57555	45505	0,791
	G ¹ (2s2p)	250.825	203532	0,811
	G ¹ (2s3p)	17986	19081	1,061
	G ⁰ (2p3p)	24393	25878	1,061
	G ² (2p3p)	25415	26962	1,061
1s ² 2s2p4p	E _{av}	2729991*		
	ζ _{2p}	5077*		
	ζ _{4p}	491*		
	F ² (2p4p)	21235*		
	G ¹ (2s2p)	251491*		
	G ¹ (2s4p)	6096*		
	G ⁰ (2p4p)	7811*		
	G ² (2p4p)	8913*		
1s ² 2s2p5p	E _{av}	2997491*		
	ζ _{2p}	5088*		
	ζ _{5p}	247*		
	F ² (2p5p)	10099*		
	G ¹ (2s2p)	251695*		
	G ¹ (2s5p)	2853*		
	G ⁰ (2s5p)	3561*		
	G ² (2s5p)	4211*		

Tabela 3.42: Parâmetros de Hartree - Fock para o Si X, paridade par - Continuação

Configuração	Parâmetros	IIFR value cm ⁻¹	Valor ajustado cm ⁻¹	Ajst/IIFR
1s ² 2p ² 3d	E _{av}	2465015*		
	F ² (2p2p)	225104*		
	ζ _{2p}	4964*		
	ζ _{3d}	169*		
	F ² (2p,3d)	75570*		
	G ¹ (2p3d)	70105*		
	G ³ (2p3d)	40604*		
1s ² 2s ² 5d	E _{av}	2827569*		
	ζ _{5d}	39*		
1s ² 2s ² 6d	E _{av}	2965163*		
	ζ _{6d}	22*		
1s ² 2s ² 2p ²	E _{av}	14575155*		
	F ² (2p2p)	230702*		
	ζ _{2p}	6019*		
	G ¹ (1s2p)	113794*		

Integrais de Interações de Configurações

1s ² 2s2p ² - 1s ² 2s ² 3s	R ¹ (2p2p,2s3s)	46691*
1s ² 2s2p ² - 1s ² 2s ² 4s	R ¹ (2p2p,2s4s)	24094*
1s ² 2s2p ² - 1s ² 2s ² 3d	R ¹ (2p2p,2s3d)	-148970*
1s ² 2s2p ² - 1s ² 2s ² 4d	R ¹ (2p2p,2s4d)	-78120*
1s ² 2s2p ² - 1s ² 2s2p3p	R ⁰ (2s2p,2s3p)	2855*
	R ¹ (2s2p,3p2s)	16132*
	R ⁰ (2p2p,2p3p)	9851*
	R ² (2p2p,2p3p)	44513*
1s ² 2s2p ² - 1s ² 2s2p4p	R ⁰ (2s2p,2s4p)	446*
	R ¹ (2s2p,4p2s)	2057*
	R ⁰ (2p2p,2p4p)	4988*
1s ² 2s2p ² - 1s ² 2s2p4p	R ² (2p2p,2p4p)	21566*
1s ² 2s2p ² - 1s ² 2s2p5p	R ⁰ (2s2p,2s5p)	-27*
	R ¹ (2s2p,5p2s)	-572*
	R ⁰ (2p2p,2p5p)	3195*
	R ² (2p2p,2p5p)	13453*
1s ² 2s2p ² - 1s ² 2p ² 3d	R ¹ (2s2p,2p3d)	-146081*
	R ² (2s2p,3d2p)	-98410*
1s ² 2s2p ² - 1s ² 2s ² 5d	R ¹ (2p2p,2s5p)	-53743*
1s ² 2s2p ² - 1s ² 2s ² 6d	R ¹ (2p2p,2s6p)	-39993*

Tabela 3.42: Parâmetros de Hartree - Fock para o Si X, paridade par - Continuação

Configuração	Parâmetros	HFR value cm ⁻¹	Valor ajustado cm ⁻¹	Ajst/HFR
$1s^2 2s^2 2p^2 - 1s^2 2s^2 2p^2$	$R^0(1s1s,1s2s)$	63854*		
	$R^0(1s2s,2s2s)$	4471*		
	$R^0(1s2p,2s2p)$	-15994*		
	$R^1(1s2p,2p2s)$	-88010*		
$1s^2 2s^2 3s - 1s^2 2s^2 2p^3 p$	$R^1(2s3s,2p3p)$	90335*		
	$R^1(2s3s,3p2p)$	17841*		
$1s^2 2s^2 3s - 1s^2 2s^2 2p^4 p$	$R^1(2s3s,2p4p)$	29857*		
	$R^1(2s3s,4p2p)$	9082*		
$1s^2 2s^2 3s - 1s^2 2s^2 2p^5 p$	$R^1(2s3s,2p5p)$	16761*		
	$R^1(2s3s,5p2p)$	5740*		
$1s^2 2s^2 3s - 1s^2 2s^2 2p^2$	$R^1(1s3s,2p2p)$	-30475*		
$1s^2 2s^2 4s - 1s^2 2s^2 2p^3 p$	$R^1(2s4s,2p3p)$	33449*		
	$R^1(2s4s,3p2p)$	10633*		
$1s^2 2s^2 4s - 1s^2 2s^2 2p^4 p$	$R^1(2s4s,2p4p)$	38287*		
	$R^1(2s4s,4p2p)$	5681*		
$1s^2 2s^2 4s - 1s^2 2s^2 2p^5 p$	$R^1(2s4s,2p5p)$	17913*		
	$R^1(2s4s,5p2p)$	3675*		
$1s^2 2s^2 4s - 1s^2 2s^2 2p^2$	$R^1(1s4s,2p2p)$	-17761*		
$1s^2 2s^2 3d - 1s^2 2s^2 2p^3 p$	$R^1(2s3d,2p3p)$	56789*		
	$R^1(2s3d,3p2p)$	1128*		
$1s^2 2s^2 3d - 1s^2 2s^2 2p^4 p$	$R^1(2s3d,2p4p)$	21608*		
$1s^2 2s^2 3d - 1s^2 2s^2 2p^3 p$	$R^1(2s3d,4p2p)$	4546*		
$1s^2 2s^2 3d - 1s^2 2s^2 2p^5 p$	$R^1(2s3d,2p5p)$	13471*		
	$R^1(2s3d,5p2p)$	4077*		
$1s^2 2s^2 3d - 1s^2 2p^2 3d$	$R^1(2s2s,2p2p)$	251154*		
$1s^2 2s^2 3d - 1s^2 2s^2 2p^2$	$R^1(1s3d,2p2p)$	42580*		
$1s^2 2s^2 4d - 1s^2 2s^2 2p^3 p$	$R^1(2s4d,2p3p)$	-4126*		
	$R^1(2s4d,3p2p)$	-2376*		
$1s^2 2s^2 4d - 1s^2 2s^2 2p^4 p$	$R^1(2s4d,2p4p)$	24526*		
	$R^1(2s4d,4p2p)$	1145*		
$1s^2 2s^2 4d - 1s^2 2s^2 2p^5 p$	$R^1(2s4d,2p5p)$	11546*		
	$R^1(2s4d,5p2p)$	1440*		
$1s^2 2s^2 4d - 1s^2 2s^2 3d$	$R^1(2s2s,2p2p)$	0*		
$1s^2 2s^2 4d - 1s^2 2s^2 2p^2$	$R^1(1s4d,2p2p)$	27921*		
$1s^2 2s^2 2p^3 p - 1s^2 2s^2 2p^4 p$	$R^0(2s3p,2s4p)$	0*		
	$R^1(2s3p,2s4p)$	10097*		
	$R^0(2p3p,2p4p)$	0*		
	$R^2(2p3p,2p4p)$	27334*		
	$R^0(2p3p,4p2p)$	13667*		
	$R^2(2p3p,4p2p)$	14777*		
	$R^0(2s3p,2s5p)$	0*		

Tabela 3.42: Parâmetros de Hartree - Fock para o Si X, paridade par - Continuação

Configuração	Parâmetros	HFR value cm ⁻¹	Valor ajustado cm ⁻¹	Ajst/HFR
1s ² 2s2p3p - 1s ² 2s2p5p	R ¹ (2s3p,5p2s)	6668*		
	R ⁰ (2p3p,2p5p)	0*		
	R ² (2p3p,2p5p)	17374*		
	R ⁰ (2p3p,5p2p)	9139*		
	R ² (2p3p,5p2p)	9975*		
1s ² 2s2p3p - 1s ² 2p ² 3d	R ¹ (2s3p,2p3d)	57671*		
	R ² (2s3p,3d2p)	-1734*		
1s ² 2s2p3p - 1s ² 2s ² 5d	R ¹ (2p3p,2s5d)	-8050*		
	R ¹ (2p3p,5d2s)	-2498*		
1s ² 2s2p3p - 1s ² 2s ² 6d	R ¹ (2p3p,2s6d)	-7604*		
1s ² 2s2p3p - 1s ² 2s ² 6d	R ¹ (2p3p,2s6s)	-2190*		
1s ² 2s2p3p - 1s2s ² 2p ²	R ⁰ (1s3p,2s2p)	7819*		
	R ¹ (1s3p,2p2s)	-20156*		
1s ² 2s2p4p - 1s ² 2s2p5p	R ⁰ (2s4p,2s5p)	0*		
	R ¹ (2s4p,5p2s)	4146*		
	R ⁰ (2p4p,2p5p)	0*		
	R ² (2p4p,2p5p)	13143*		
	R ⁰ (2p4p,5p2p)	5265*		
	R ² (2p4p,5p2p)	6108*		
1s ² 2s2p4p - 1s ² 2s ² 3d	R ¹ (2s4p,2p3d)	21768*		
	R ² (2s4p,3d2p)	2054*		
1s ² 2s2p4p - 1s ² 2s ² 5d	R ¹ (2p4p,2s5d)	4888*		
	R ¹ (2p4p,5p2s)	309*		
1s ² 2s2p4p - 1s ² 2s ² 6d	R ¹ (2p4p,2s6d)	1269*		
	R ¹ (2p4p,6d2s)	43*		
1s ² 2s2p4p - 1s2s ² 2p ²	R ⁰ (1s4p,2s2p)	5027*		
	R ¹ (1s4p,2p2s)	-9804*		
1s ² 2s2p5p - 1s ² 2p ² 3d	R ¹ (2p5p,2p3d)	13543*		
	R ² (2p5p,2p3d)	2178*		
1s ² 2s2p5p - 1s ² 2p ² 5d	R ¹ (2p5p,2p5d)	12582*		
	R ¹ (2p5p,5d2p)	678*		
1s ² 2s2p5p - 1s ² 2p ² 6d	R ¹ (2p5p,2p6d)	4513*		
	R ¹ (2p5p,6d2p)	381*		
1s ² 2s2p5p - 1s2s ² 2p ²	R ⁰ (1s5p,2s2p)	3566*		
	R ¹ (1s5p,2p2s)	-6115*		
1s ² 2p ² 3d - 1s ² 2s ² 5d	R ¹ (2p2p,2s2s)	0*		
1s ² 2p ² 3d - 1s ² 2s ² 6d	R ¹ (2p2p,2s2s)	0*		
1s ² 2p ² 5d - 1s2s ² 2p ²	R ¹ (1s5d,2p2p)	19885*		
1s ² 2p ² 6d - 1s2s ² 2p ²	R ¹ (1s6d,2p2p)	15071*		

*:O valor deste parâmetro foi conservado fixo durante o ajuste.

Tabela 3.43: Força do Oscilador Ponderada e espectros de linha para Si X

gf	Int.	λ (Å)		Configuração		Termos	J-J	Ref.
		Obs.	Cal.					
$2,08 \times 10^{-1}$	13	6,846	6,846	$2s^2 2p$	$1s 2s^2 2p^2$	$2P^0 - 2P$	3/2-1/2	79,80
$1,41 \times 10^{-2}$	5	34,040	34,040	$2s^2 2p$	$2s 2p(^3P^0) 5p$	$2P^0 - 2P$	3/2-3/2	78
$1,00 \times 10^{-1}$	5	34,238	34,238	$2s^2 2p$	$2s^2 6d$	$2P^0 - 2D$	3/2-5/2	78
$1,50 \times 10^{-2}$	10	35,310	35,310	$2s 2p^2$	$2s 2p(^1P^0) 5d$	$2D - 2D^0$	5/2-5/2	78
$1,27 \times 10^{-1}$	10	35,353	35,353	$2s 2p^2$	$2s 2p(^1P^0) 5d$	$2D - 2F^0$	5/2-7/2	78
$7,20 \times 10^{-2}$	5	35,656	35,656	$2s 2p^2$	$2s 2p(^3P^0) 5d$	$4P - 4P^0$	3/2-5/2	78
$2,47 \times 10^{-1}$	20	35,709	35,709	$2s 2p^2$	$2s 2p(^3P^0) 5d$	$4P - 4D^0$	5/2-7/2	78
$2,30 \times 10^{-1}$	40	35,838	35,838	$2s 2p^2$	$2p^2(^3P^0) 4p$	$4P - 4D^0$	5/2-7/2	78
$1,88 \times 10^{-1}$	20	35,932	35,932	$2s^2 2p$	$2s^2 5d$	$2P^0 - 2D$	3/2-5/2	78
$8,93 \times 10^{-2}$	20	37,159	37,156	$2s^2 2p$	$2s 2p(^3P^0) 4p$	$2P^0 - 2D$	1/2-3/2	78
$1,98 \times 10^{-1}$	20	37,206	37,201	$2s^2 2p$	$2s 2p(^3P^0) 4p$	$2P^0 - 2D$	3/2-5/2	78
$4,71 \times 10^{-2}$	10	37,248	37,252	$2s^2 2p$	$2s 2p(^3P^0) 4p$	$2P^0 - 2D$	3/2-3/2	78
$5,10 \times 10^{-2}$	60	38,830	38,831	$2s 2p^2$	$2s 2p(^1P^0) 4d$	$2D - 2D^0$	5/2-5/2	78
$1,79 \times 10^{-1}$	40	39,175	39,175	$2s 2p^2$	$2s 2p(^1P^0) 4d$	$4P - 4P^0$	3/2-3/2	78
$5,60 \times 10^{-2}$	50	39,203	39,230	$2s 2p^2$	$2s 2p(^3P^0) 4d$	$4P - 4P^0$	3/2-5/2	78
$1,28 \times 10^{-1}$	50	39,264	39,264	$2s 2p^2$	$2s 2p(^3P^0) 4d$	$4P - 4D^0$	3/2-5/2	78
$9,12 \times 10^{-1}$	80	39,305	39,305	$2s 2p^2$	$2s 2p(^3P^0) 4d$	$4P - 4D^0$	5/2-7/2	78
$2,53 \times 10^{-1}$	50	39,443	39,443	$2s^2 2p$	$2s^2 4d$	$2P^0 - 2D$	1/2-3/2	78
$4,52 \times 10^{-1}$	70	39,552	39,552	$2s^2 2p$	$2s^2 4d$	$2P^0 - 2D$	3/2-5/2	78
$1,57 \times 10^{-2}$	10	40,407	40,407	$2s^2 2p$	$2s^2 4s$	$2P^0 - 2S$	3/2-1/2	78
$3,59 \times 10^{-2}$	5	40,503	40,500	$2s 2p^2$	$2s 2p(^1P^0) 4d$	$2P - 2D^0$	3/2-5/2	78
$1,01 \times 10^0$	30	41,023	41,023	$2s 2p^2$	$2s 2p(^3P^0) 4d$	$2D - 2F^0$	5/2-7/2	78
$6,28 \times 10^{-1}$	30	41,086	41,086	$2s 2p^2$	$2s 2p(^3P^0) 4d$	$2D - 2F^0$	3/2-5/2	78
$1,28 \times 10^{-2}$	30	44,521	44,519	$2s^2 2p$	$2s 2p(^1P^0) 3p$	$2P^0 - 2S$	1/2-1/2	78
$1,14 \times 10^{-2}$	30	44,655	44,657	$2s^2 2p$	$2s 2p(^1P^0) 3p$	$2P^0 - 2S$	3/2-1/2	78
$7,95 \times 10^{-2}$	20	44,719	44,719	$2s^2 2p$	$2s 2p(^1P^0) 3p$	$2P^0 - 2P$	1/2-1/2	78
$2,30 \times 10^{-2}$	30	44,830	44,830	$2s^2 2p$	$2s 2p(^1P^0) 3p$	$2P^0 - 2P$	3/2-3/2	78
$5,70 \times 10^{-2}$	30	44,855	44,831	$2s^2 2p$	$2s 2p(^1P^0) 3p$	$2P^0 - 2D$	3/2-5/2	78
$1,57 \times 10^{-1}$	60	44,979	44,979	$2s 2p^2$	$2p^2(^3P^0) 3p$	$4P - 4S^0$	5/2-3/2	78
$2,84 \times 10^{-1}$	5	45,606	45,606	$2s 2p^2$	$2p^2(^3P^0) 3p$	$4P - 4P^0$	5/2-5/2	78
$3,00 \times 10^{-1}$	60	45,684	45,684	$2s 2p^2$	$2p^2(^3P^0) 3p$	$4P - 4D^0$	5/2-7/2	78
$3,10 \times 10^{-1}$	30	46,563	46,563	$2s 2p^2$	$2p^2(^1D) 3p$	$2D - 2D^0$	5/2-5/2	78
$8,52 \times 10^{-2}$	20	46,895	46,892	$2s^2 2p$	$2s 2p(^3P^0) 3p$	$2P - 2S^0$	1/2-1/2	78
$1,98 \times 10^{-1}$	50	47,043	47,046	$2s^2 2p$	$2s 2p(^3P^0) 3p$	$2P^0 - 2S$	3/2-1/2	78
$4,88 \times 10^{-1}$	50	47,489	47,489	$2s^2 2p$	$2s 2p(^3P^0) 3p$	$2P^0 - 2D$	1/2-3/2	78
$9,08 \times 10^{-1}$	50	47,545	47,545	$2s^2 2p$	$2s 2p(^3P^0) 3p$	$2P^0 - 2D$	3/2-5/2	74,75
$1,02 \times 10^{-1}$	20	48,381	48,358	$2s^2 2p$	$2s 2p(^3P^0) 3p$	$2P^0 - 2P$	1/2-3/2	78
$1,87 \times 10^{-1}$	40	48,440	48,436	$2s^2 2p$	$2s 2p(^3P^0) 3p$	$2P^0 - 2P$	1/2-1/2	78
$3,50 \times 10^{-1}$	10	48,553	48,522	$2s^2 2p$	$2s 2p(^3P^0) 3p$	$2P^0 - 2P$	3/2-3/2	74,75
$7,43 \times 10^{-2}$	20	48,596	48,600	$2s^2 2p$	$2s 2p(^3P^0) 3p$	$2P^0 - 2P$	3/2-1/2	78
$2,30 \times 10^{-2}$	10	49,182	49,182	$2s 2p^2$	$2s 2p(^1P^0) 3d$	$2D - 2P^0$	5/2-3/2	78
$2,58 \times 10^{-1}$	50	49,441	49,430	$2s 2p^2$	$2s 2p(^1P^0) 3d$	$2D - 2D^0$	5/2-5/2	78
$2,57 \times 10^0$	10	49,701	49,701	$2s 2p^2$	$2s 2p(^1P^0) 3d$	$2D - 2F^0$	5/2-7/2	74,75
$1,17 \times 10^{-1}$	60	49,984	49,971	$2s 2p^2$	$2s 2p(^3P^0) 3d$	$4P - 4P^0$	1/2-3/2	78
$5,92 \times 10^{-1}$	90	50,018	50,033	$2s 2p^2$	$2s 2p(^3P^0) 3d$	$4P - 4P^0$	3/2-3/2	78
$6,78 \times 10^{-1}$	70	50,124	50,123	$2s 2p^2$	$2s 2p(^3P^0) 3d$	$4P - 4P^0$	5/2-3/2	78
$1,90 \times 10^0$	50	50,154	50,154	$2s 2p^2$	$2s 2p(^3P^0) 3d$	$4P - 4P^0$	5/2-5/2	74
$1,30 \times 10^0$	70	50,254	50,254	$2s 2p^2$	$2s 2p(^3P^0) 3d$	$4P - 4D^0$	1/2-3/2	75,78
$2,38 \times 10^0$	50	50,305	50,302	$2s 2p^2$	$2s 2p(^3P^0) 3d$	$4P - 4D^0$	3/2-5/2	74
$4,67 \times 10^0$	50	50,333	50,359	$2s 2p^2$	$2s 2p(^3P^0) 3d$	$4P - 4D^0$	5/2-7/2	74
$6,40 \times 10^{-3}$	10	50,390	50,393	$2s 2p^2$	$2s 2p(^3P^0) 3d$	$4P - 4D^0$	5/2-5/2	78
$1,30 \times 10^0$	50	50,524	50,524	$2s^2 2p$	$2s^2 3d$	$2P^0 - 2D$	1/2-3/2	74,75
$2,33 \times 10^0$	10	50,691	50,691	$2s^2 2p$	$2s^2 3d$	$2P^0 - 2D$	3/2-5/2	74,75
$2,49 \times 10^0$	10	51,635	51,636	$2p^3$	$2p^2(^3P) 3d$	$4S^0 - 4P$	3/2-3/2	75
$3,69 \times 10^0$	20	51,676	51,676	$2p^3$	$2p^2(^3P) 3d$	$4S^0 - 4P$	3/2-5/2	74,75
$1,46 \times 10^0$	50	52,070	52,070	$2s 2p^2$	$2s 2p(^1P^0) 3d$	$2P - 2D^0$	1/2-3/2	74,75
$5,68 \times 10^{-2}$	10	52,155	52,169	$2s 2p^2$	$2s 2p(^1P^0) 3d$	$2P - 2D^0$	3/2-5/2	74,75
$3,24 \times 10^0$	10	52,485	52,485	$2s 2p^2$	$2s 2p(^3P^0) 3d$	$2D - 2F^0$	5/2-7/2	74,75
$2,12 \times 10^0$	50	52,611	52,611	$2s 2p^2$	$2s 2p(^3P^0) 3d$	$2D - 2F^0$	3/2-5/2	74,75
$1,50 \times 10^{-2}$	10	53,463	53,463	$2s 2p^2$	$2s 2p(^1P^0) 3s$	$2D - 2P^0$	3/2-1/2	75
$6,26 \times 10^{-1}$	50	53,573	53,572	$2s 2p^2$	$2s 2p(^3P^0) 3d$	$2D - 2D^0$	5/2-5/2	74,75
$5,73 \times 10^{-1}$	50	53,595	53,633	$2s 2p^2$	$2s 2p(^3P^0) 3d$	$2D - 2D^0$	3/2-3/2	74,75
$1,74 \times 10^{-1}$	50	54,462	54,463	$2s 2p^2$	$2s 2p(^3P^0) 3s$	$4P - 4P^0$	3/2-5/2	74

Tabela 3.43: - Continuação

gf	Int.	λ (Å)		Configuração		Termos	J-J	Ref.
		Obs.	Cal.					
$1,58 \times 10^{-1}$	50	54,522	54,524	$2s2p^2$	$2s2p(^3P^0)3s$	$4P-4P^0$	1/2-3/2	74,75
$3,99 \times 10^{-1}$	50	54,571	54,570	$2s2p^2$	$2s2p(^3P^0)3s$	$4P-4P^0$	5/2-5/2	74
$1,06 \times 10^0$	50	54,599	54,599	$2s2p^2$	$2s2p(^3P^0)3d$	$2S-2P^0$	1/2-3/2	74,75
$1,55 \times 10^{-1}$	10	54,664	54,663	$2s2p^2$	$2s2p(^3P^0)3s$	$4P-4P^0$	3/2-1/2	74
$1,69 \times 10^{-1}$	10	54,702	54,703	$2s2p^2$	$2s2p(^3P^0)3s$	$4P-4P^0$	5/2-3/2	74
$1,21 \times 10^{-1}$	10	55,096	55,096	$2s^22p$	$2s^23s$	$2P^0-2S$	3/2-1/2	78
$2,63 \times 10^{-1}$	50	56,680	56,680	$2s2p^2$	$2s2p(^1P^0)3s$	$2P-2P^0$	3/2-3/2	74,75
$9,08 \times 10^{-1}$	50	56,804	56,805	$2s2p^2$	$2s2p(^3P^0)3d$	$2P-2D^0$	3/2-5/2	74,75
$1,91 \times 10^{-1}$	20	57,209	57,209	$2s2p^2$	$2s2p(^3P^0)3s$	$2D-2P^0$	5/2-3/2	74,75
$1,01 \times 10^{-1}$	80	57,365	57,365	$2s2p^2$	$2s2p(^3P^0)3s$	$2D-2P^0$	3/2-1/2	78
$8,00 \times 10^{-3}$	20	60,151	60,164	$2p^3$	$2s2p(^1P^0)3p$	$2D^0-2D$	5/2-5/2	74
$9,00 \times 10^{-5}$	10	62,251	62,251	$2s2p^2$	$2s2p(^3P^0)3s$	$2P-4P^0$	3/2-5/2	74
$1,50 \times 10^{-3}$	50	64,772	64,772	$2s2p^2$	$2s^23p$	$2P-2P^0$	3/2-1/2	74
$1,00 \times 10^{-4}$	10	66,726	66,726	$2p^3$	$2s^23d$	$4S^0-2P$	3/2-3/2	74
$2,30 \times 10^{-3}$	20	66,977	67,005	$2p^3$	$2s2p(^3P^0)3p$	$2D^0-2P$	5/2-3/2	74
$9,00 \times 10^{-5}$		101,640	101,640	$2s2p(^3P^0)3p$	$2s2p(^1P^0)5d$	$2S-2D^0$	1/2-3/2	83
$1,10 \times 10^{-2}$	50	113,100	113,133	$2s^23d$	$2s2p(^1P^0)4d$	$2D-2F^0$	3/2-5/2	82
$1,03 \times 10^{-2}$	20	114,900	114,919	$2s2p(^1P^0)3p$	$2s2p(^1P^0)5d$	$2S-2D^0$	1/2-3/2	82
$9,00 \times 10^{-5}$	20	126,000	126,007	$2s2p(^3P^0)3s$	$2s^25d$	$4P^0-2D$	3/2-3/2	82
$9,00 \times 10^{-5}$	50	129,400	129,371	$2s2p(^3P^0)3d$	$2s^26d$	$4D^0-2D$	7/2-5/2	82
$5,00 \times 10^{-3}$		132,030	132,029	$2s2p(^3P^0)3p$	$2s2p(^1P^0)4d$	$2D-2D^0$	5/2-5/2	83
$9,00 \times 10^{-5}$		136,860	136,860	$2s2p(^3P^0)3p$	$2s2p(^1P^0)4d$	$2S-2D^0$	1/2-3/2	83
$5,00 \times 10^{-3}$		143,030	143,040	$2s2p(^3P^0)3s$	$2s2p(^3P^0)4p$	$4P^0-2D$	3/2-5/2	83
$9,00 \times 10^{-5}$	50	149,400	149,332	$2p^2(^3P)3d$	$2s2p(^1P^0)5d$	$4P-2D^0$	3/2-3/2	82
$9,00 \times 10^{-5}$	50	159,300	159,282	$2s2p(^1P^0)3d$	$2s^26d$	$2F^0-2D$	7/2-5/2	82
$9,00 \times 10^{-5}$	50	159,600	159,595	$2s2p(^3P^0)3d$	$2s^25d$	$4P^0-2D$	3/2-3/2	82
$9,00 \times 10^{-5}$	20	162,000	162,037	$2s2p(^1P^0)3d$	$2s^26d$	$2D^0-2D$	3/2-5/2	82
$1,00 \times 10^{-3}$	50	164,900	164,860	$2s2p(^1P^0)3d$	$2s^26d$	$2P^0-2D$	3/2-5/2	82
$1,33 \times 10^0$	50	168,000	168,000	$2s^23p$	$2s^24d$	$2P^0-2D$	3/2-5/2	82
$9,00 \times 10^{-5}$	50	176,400	176,351	$2p^2(^3P)3p$	$2s^26d$	$4P^0-2D$	5/2-5/2	82
$9,00 \times 10^{-5}$	50	185,600	185,522	$2s2p(^3P^0)3d$	$2s2p(^3P^0)4p$	$4D^0-2D$	5/2-3/2	82
$9,00 \times 10^{-5}$	50	207,100	207,018	$2s2p^2$	$2p^3$	$4P-2P^0$	3/2-3/2	82
$9,00 \times 10^{-5}$	50	211,100	211,134	$2s2p(^1P^0)3p$	$2s2p(^3P^0)4d$	$2P-4D^0$	3/2-5/2	82
$9,00 \times 10^{-5}$	50	220,800	220,725	$2s2p(^3P^0)3s$	$2p2(^3P)3d$	$4P^0-4P$	1/2-3/2	82
$9,00 \times 10^{-5}$	20	233,600	233,600	$2s2p(^3P^0)3p$	$2s^24p$	$2D-2P^0$	3/2-1/2	82
$1,09 \times 10^{-1}$	70	253,772	253,773	$2s^22p$	$2s2p^2$	$2P^0-2P$	1/2-3/2	78
$1,84 \times 10^{-1}$	300	256,370	256,373	$2s^22p$	$2s2p^2$	$2P^0-2P$	1/2-1/2	81
$5,82 \times 10^{-1}$	120	258,347	258,348	$2s^22p$	$2s2p^2$	$2P^0-2P$	3/2-3/2	78
$1,57 \times 10^{-1}$	50	261,045	261,043	$2s^22p$	$2s2p^2$	$2P^0-2P$	3/2-1/2	77
$1,18 \times 10^{-1}$	40	271,995	271,996	$2s^22p$	$2s2p^2$	$2P^0-2S$	1/2-1/2	78
$1,02 \times 10^{-1}$	50	277,261	277,259	$2s^22p$	$2s2p^2$	$2P^0-2S$	3/2-1/2	78
$3,09 \times 10^{-1}$		278,107	278,113	$2s2p^2$	$2p^3$	$2D-2P^0$	5/2-3/2	83
$1,86 \times 10^{-1}$	10	278,610	278,626	$2s2p^2$	$2p^3$	$2D-2P^0$	3/2-1/2	76
$1,37 \times 10^{-1}$	50	287,160	287,175	$2s2p^2$	$2p^3$	$4P-4S^0$	1/2-3/2	76
$2,73 \times 10^{-1}$	10	289,186	289,186	$2s2p^2$	$2p^3$	$4P-4S^0$	3/2-3/2	78
$4,05 \times 10^{-1}$	60	292,220	292,220	$2s2p^2$	$2p^3$	$4P-4S^0$	5/2-3/2	78
$1,39 \times 10^{-1}$	40	347,417	347,408	$2s^22p$	$2s2p^2$	$2P^0-2D$	1/2-3/2	77
$4,58 \times 10^{-1}$	200	347,646	347,655	$2s2p^2$	$2p^3$	$2D-2D^0$	3/2-5/2	83
$2,78 \times 10^{-1}$	10	347,695	347,707	$2s2p^2$	$2p^3$	$2D-2D^0$	3/2-3/2	83
$2,32 \times 10^{-1}$	40	356,051	356,055	$2s^22p$	$2s2p^2$	$2P^0-2D$	3/2-5/2	77
$1,28 \times 10^{-1}$	50	357,470	357,465	$2s2p^2$	$2p^3$	$2S-2P^0$	1/2-3/2	82,83
$2,48 \times 10^{-2}$		358,300	358,298	$2s2p^2$	$2p^3$	$2S-2P^0$	1/2-1/2	76,83
$1,57 \times 10^{-1}$		388,590	388,586	$2s2p^2$	$2p^3$	$2P-2P^0$	1/2-3/2	76,83
$1,71 \times 10^{-1}$		389,570	389,570	$2s2p^2$	$2p^3$	$2P-2P^0$	1/2-1/2	76,83
$3,83 \times 10^{-1}$		394,710	394,715	$2s2p^2$	$2p^3$	$2P-2P^0$	3/2-3/2	76,83
$6,69 \times 10^{-2}$		395,730	395,731	$2s2p^2$	$2p^3$	$2P-2P^0$	3/2-1/2	76,83
$7,80 \times 10^{-3}$		481,273	481,278	$2s2p^2$	$2p^3$	$2S-2D^0$	1/2-3/2	83
$1,72 \times 10^{-1}$		539,440	539,444	$2s2p^2$	$2p^3$	$2P-2D^0$	1/2-3/2	76,83
$2,92 \times 10^{-1}$		551,200	551,198	$2s2p^2$	$2p^3$	$2P-2D^0$	3/2-5/2	76,83
$2,72 \times 10^{-2}$		551,320	551,329	$2s2p^2$	$2p^3$	$2P-2D^0$	3/2-3/2	83

Tabela 3.44: Tempos de vida para o espectro de Si X

Configuração	Termos	Energia	T. de vida(ns)	Configuração	Termos	Energia	T. de vida(ns)
$1s^2 2s^2 2p$	$^2P_{1/2}$	0	-	$1s^2 2s 2p(^1P^0)4d$	$^2D_{3/2}$	2863234	0,0020
	$^2P_{3/2}$	6978	-		$^2F_{5/2}$	2863163	0,0040
$1s^2 2p^3$	$^4S_{3/2}$	510148	0,1215	$1s^2 2p^2(^3P)4p$	$^4D_{7/2}$	2958274	0,0060
	$^2D_{3/2}$	575432	0,1999		$^4D_{7/2}$	2968354	0,0140
	$^2D_{5/2}$	575475	0,1773	$1s^2 2s 2p(^3P^0)5d$	$^4D_{5/2}$	2968926	0,0140
	$^2P_{1/2}$	646749	0,0725		$^2D_{3/2}$	3116427	0,0140
	$^2P_{3/2}$	647400	0,1418	$1s^2 2s 2p(^1P^0)5d$	$^2D_{5/2}$	3119893	0,0040
					$^2F_{7/2}$	3116448	0,0070
$1s^2 2s^2 3p$	$^2P_{1/2}$	1937929	0,0326	$1s^2 2s 2p^2$	$^4P_{1/2}$	161928	1683
	$^2P_{3/2}$	1940057	0,1758		$^4P_{3/2}$	164349	11811
$1s^2 2s 2p(^3P^0)3s$	$^4P_{1/2}$	1993727	0,0048		$^4P_{5/2}$	167940	4056
	$^4P_{3/2}$	1995999	0,0086		$^2D_{5/2}$	287834	0,4890
	$^4P_{5/2}$	2000453	0,0047		$^2D_{3/2}$	287846	0,4548
	$^2P_{1/2}$	2031069	0,0068		$^2S_{1/2}$	367652	0,1029
$1s^2 2s 2p(^1P^0)3s$	$^2P_{3/2}$	2035810	0,0176		$^2P_{1/2}$	390056	0,0588
	$^2P_{1/2}$	2158298	0,0027	$1s^2 2s^2 3s$	$^2P_{3/2}$	394052	0,0576
	$^2P_{3/2}$	2158343	0,0037		$^2S_{1/2}$	1821992	0,0048
	$^4D_{3/2}$	2151819	0,0007	$1s^2 2s^2 3d$	$^2D_{3/2}$	1979251	0,0010
$1s^2 2s 2p(^3P^0)3d$	$^4D_{5/2}$	2152353	0,0009		$^2D_{5/2}$	1979715	0,0010
	$^4D_{7/2}$	2154712	0,0651	$1s^2 2s 2p(^3P^0)3p$	$^2P_{3/2}$	2008814	0,0010
	$^2D_{3/2}$	2153691	0,0016		$^2P_{1/2}$	2064586	0,0026
	$^2D_{5/2}$	2154475	0,0012		$^2P_{3/2}$	2067896	0,0030
	$^4P_{5/2}$	2161799	0,0011		$^2D_{3/2}$	2105757	0,0021
	$^4P_{3/2}$	2163019	0,0021		$^2D_{5/2}$	2110249	0,0021
	$^2F_{5/2}$	2188589	0,0011		$^2S_{1/2}$	2132560	0,0022
	$^2F_{7/2}$	2193140	0,0011	$1s^2 2s 2p(^1P^0)3p$	$^2P_{1/2}$	2236186	0,0043
	$^2P_{3/2}$	2199187	0,0015		$^2P_{3/2}$	2237610	0,0043
	$^2F_{7/2}$	2299866	0,0010		$^2D_{5/2}$	2237585	0,0250
	$^2D_{3/2}$	2310541	0,0008		$^2S_{1/2}$	2246249	0,0200
	$^2D_{5/2}$	2310894	0,0008	$1s^2 2p^2(^3P)3d$	$^4P_{5/2}$	2445282	0,0006
	$^2P_{3/2}$	2321108	0,0011		$^4P_{3/2}$	2446779	0,0006
$1s^2 2p^2(^3P)3p$	$^4D_{7/2}$	2356890	0,0080	$1s^2 2s^2 4s$	$^2S_{1/2}$	2481797	0,0095
	$^4P_{5/2}$	2360634	0,0050		$^2D_{5/2}$	2535295	0,0020
	$^4S_{3/2}$	2391200	0,0093	$1s^2 2s^2 4s$	$^2D_{3/2}$	2535304	0,0020
$1s^2 2p^2(^1D)3p$	$^2D_{5/2}$	2435462	0,0030		$^2D_{3/2}$	2691372	0,0271
	$^2P_{1/2}$	2533839	0,0268	$1s^2 2s 2p(^3P^0)4p$	$^2D_{5/2}$	2695106	0,0050
$1s^2 2s 2p(^3P^0)4d$	$^4D_{5/2}$	2711243	0,0030		$^2D_{3/2}$	2789606	0,0050
	$^4D_{7/2}$	2712145	0,0020	$1s^2 2s^2 5d$	$^2D_{5/2}$	2790013	0,0050
	$^4P_{5/2}$	2715174	0,0020		$^2D_{5/2}$	2927683	0,0080
	$^4P_{3/2}$	2716998	0,0040	$1s^2 2s 2p(^3P^0)5p$	$^2P_{3/2}$	2944698	0,0110
$1s^2 2s 2p(^3P^0)4d$	$^2F_{5/2}$	2721765	0,0020		$^2P_{3/2}$	14614048	-
	$^2F_{7/2}$	2725491	0,0020	$1s 2s^2 2p^2$			
	$^2D_{5/2}$	2863077	0,0020				

3.5 Compilação de Dados Sobre o Espectro do Rb I

3.5.1 Introdução

Neste trabalho nós realizamos uma revisão completa da lista de dados observados por diferentes autores para o rubídio neutro, Rb I. Construímos uma lista completa dos comprimentos de onda e níveis de energia para o rubídio neutro usando as publicações citadas nesta seção. Para cada comprimento de onda neste trabalho é considerada a resolução do experimento em que foi produzido. Uma tabela é apresentada contendo valores das transições observadas, valores dos níveis superior e inferior, as configurações, os termos e os valores dos momentos angulares totais (J), e finaliza com as referências. Uma outra tabela contém as configurações, os termos, os momentos angulares totais e os valores dos níveis de energia, Estas tabelas estão no apêndice. Para o espectro do rubídio a configuração fundamental é $4p^65s$. O rubídio pertence ao grupo dos metais alcalinos.

3.5.2 Discussão Sobre o Espectro do Rb I

O estudo do Rb I foi iniciado no ano 1931 por Ramb[62]. As medições foram realizadas interferometricamente. Foram estudadas três séries de Rydberg no espectro de absorção. Essas séries são: $5p\text{-}ns$, com $5 \leq n \leq 11$; $5p\text{-}nd$, com $5 \leq n \leq 9$; e $4d\text{-}nf$, com $4 \leq n \leq 8$. Foram classificadas 33 linhas no intervalo de comprimento de onda de 5169 - 10076 Å.

Dois anos depois Beutler[63] estudou a excitação do elétron interno $4p$. O espectro de absorção estudado forneceu 39 transições correspondentes ao intervalo espectral

de 300 - 800 Å no ultravioleta de vácuo.

Em 1949, Kratz[64] fez uma valiosa contribuição para o espectro de absorção da série principal. As transições são desde o nível fundamental $4p^6 5s \ ^2S_{1/2}$ para o nível excitado $4p^6 np \ ^2P_{1/2,3/2}$. As estruturas finas para os dubletos são resolvidas até 26p e para membros de altas séries os dubletos não foram resolvidos, mas foram medidos até 77p.

Para os comprimentos de onda da série principal $5s \ ^2S_{1/2} \rightarrow 4p^6 np \ ^2P_{1/2,3/2}$, são reportados a separação dos dubletos para os 22 primeiros membros da série. Para transições com n superior a 26 da série principal a estrutura fina dos dubletos não são resolvidas, mas são medidas até o membro 73. Estes dubletos no espectro dos metais alcalinos têm a sua origem na interação spin - órbita¹². Setenta e seis novas transições foram classificadas nesta série de Rydberg, com n=5 até n=77.

Johansson[65] fez uma revisão do espectro de Rb I no ano de 1961. A revisão corresponde as configurações 5p-6s, 5p-4d e 4d-4f, classificando um total de 13 transições no intervalo de 7800 até 27907 Å e a outras transições que correspondem à estrutura hiperfina. Determina, também, 43 níveis de energia com um erro médio de $0,01 \text{ cm}^{-1}$.

Connerade[66] no ano 1970 publica resultados de uma nova investigação do espectro de absorção do Rb I no intervalo de comprimento de onda de 600 - 900Å. Esta investigação amplia consideravelmente os resultados obtidos por Beutler, sendo analisado e revisado na sua totalidade. O aparelho experimental usado é descrito por Garton and Connerade[67], a resolução dos comprimentos de onda classificados neste trabalho é de $\pm 0.0009 \text{ Å}$. Nesta publicação são observados um total de 73 transições

¹²Os cálculos de energia de interação spin - órbita são obtidos por métodos da mecânica quântica.

e seis das trinta e nove transições listadas por Beutler não são confirmadas. Na interpretação usa o esquema de acoplamento intermédio jK . A energia considerada pelo esquema excitado nas camadas internas é apresentado por $4p^65s\ ^2S_{1/2} \rightarrow 4p^55sns$ ou nd . O esquema de excitação sugere a convergência para as séries $4p^55s$ e $4p^54d$ dos níveis do Rb II.

Mansfield[68] amplia as observações feitas por Connerade (1970b) usando um espectrógrafo de 3 metros de incidência normal classificando muitas linhas correspondentes ao esquema de dupla excitação do tipo $4p^54dnl$. A análise foi feita a partir do limite da série estudada por Laporte *et al.*[69]. Quatro grupos dos membros da série são listados em 4 tabelas, fazendo um total de 27 linhas. A notação usada para os limites $4p^5(4d \times 5s)$ para o qual a série converge é também usada por Connerade (1970b) e finalmente apresenta uma lista com 151 transições no intervalo de comprimento de onda de 350 até 810 Å, sem classificação.

Uma análise multiconfiguracional do espectro de Rb I para a camada $3d$ é apresentada por Mansfield *et al.*[70], envolvendo transições que pertence as configurações $3d^{10}4s^24p^65s - 3d^94s^24p^6(5s5p, 5s6p, 4d5p, 4d6p)$, e comparado com resultados experimentais.

Em 1987, Reader[71] fotografa o espectro de rubídio usando um espectrógrafo a vácuo de 10.7 metros a incidência normal. As transições são do tipo $4p^55s5p\ ^4S_{3/2} - 4p^5\ 5snl$. Foram classificadas três linhas de emissão.

Baig *et al.*[72], contribui com o estudo e interpretação do espectro de rubídio neutro classificando mais de 130 novos níveis no intervalo de comprimento de onda de 500 até 700 Å. As interpretações são realizadas tendo em consideração as tran-

sições das camadas internas $4p^6 5s \ ^2S_{1/2} \rightarrow 4p^5 5s(^3P_{2,1,0} \ \& \ ^1P_1) \ ns, \ nd$ e as transições duplamente excitadas $4p^6 5s \ ^2S_{1/2} \rightarrow 4p^5 4d(^3P_{0,1,2})nl$.

O espectro foi registrado na primeira ordem com um espectrógrafo de 3 metros, equipado com rede holográfica de 5000 linhas/mm e utilizando como fonte de radiação um acelerador de elétrons de 500 Mev. As designações dos níveis excitados são representadas usando-se o esquema de acoplamento intermédio $J_c K$. Neste esquema de acoplamento o momento angular orbital total do ion core $4p^5 5s$, $J_c = 2,1,0,1$ é fracamente acoplado ao momento angular "l" do elétron Rydberg para dar o número quântico K. O spin do elétron Rydberg "s" é acoplado ao número quântico para dar o momento angular J^{13} . Assim os estados são representados como: $4p^5 5s(^3P_{2,1,0}, ^1P_1)nl[K]_J$, e analogamente para estados de dupla excitação como: $4p^5 4d(^3P_{0,1,2})nl[K]_J$.

Excitação da Camada Interna 4p:

A camada interna 4p do espectro de rubídio gera 4 estados iônicos $4p^5 5s(^3P_{2,1,0}$ e $^1P_1)$, que são usadas como limites das séries. O espectro de absorção obtido desde o estado fundamental do átomo de rubídio até os estados excitados da configuração interna da camada 4p dependem dos seguintes limites:

1. Para o limite $4p^5 5s(^3P_2)$ as transições são representadas como: $4p^6 5s \ ^2S_{1/2} \rightarrow 4p^5 5s(^3P_2)ns \ [2]_{3/2}^0$ e $4p^6 5s \ ^2S_{1/2} \rightarrow 4p^5 5s(^3P_2)nd[0]_{1/2,3/2}^0 [2]_{3/2}^0$. Na primeira série de transições aparecem "ns" variando no valor do número quântico principal entre $6 \leq n \leq 23$ e três séries para as transições onde inclui "nd" com $4 \leq n \leq 26$.

Um total de 45 transições são classificadas nesta série de Rydberg baseado no

¹³O esquema de acoplamento JK pode ser encontrado nas referencias [6, 23].

limite $4p^55s(^3P_2)$, sendo identificado pela primeira vez.

2. Para o caso do limite $4p^55s(^3P_1)$ aparecem 3 séries. Uma série para o “ns” com $6 \leq n \leq 31$ e duas séries para o “nd” com $4 \leq n \leq 9$. As transições que pertencem a esta série são representada por: $4p^65s\ ^2S_{1/2} \rightarrow 4p^55s(^3P_1)ns[1]_{1/2,3/2}^0$ e $4p^65s\ ^2S_{1/2} \rightarrow 4p^55s(^3P_1)nd[1]_{1/2,3/2}^0[2]_{3/2}^0$. Trinta e quatro transições são classificadas nesta série de Rydberg, construído sobre o limite $4p^55s(^3P_1)$.
3. Para o limite $4p^55s(^3P_0)$ aparecem duas séries de Rydberg. Uma série para o “ns” e outra para o “nd”. Sendo designados os níveis de energia a partir de $4p^55s(^3P_0)ns,nd$. A série “ns” são identificados desde $n=6$ até $n=29$ e para a série “nd” as identificações vão desde $n=4$ até $n=16$. Os comprimentos de onda representadas para este esquema de excitação é: $4p^65s\ ^2S_{1/2} \rightarrow 4p^55s(^3P_0)ns[0]_{1/2}^0$ e $4p^65s\ ^2S_{1/2} \rightarrow 4p^55s(^3P_0)nd[2]_{3/2}^0$. O número de transições observadas neste limite é de 37.
4. Para o limite $4p^55s(^1P_1)$ aparecem 3 séries de Rydberg. Uma série para o “ns”, e duas para o “nd”, sendo designados os níveis de energia a partir de $4p^55s(^1P_1)ns,nd$. Para a série “ns” as identificações são desde $n=6$ até $n=11$ e para a série “nd” são desde $n=4$ até $n=33$. Os comprimentos de ondas reportadas para este esquema de excitação são: $4p^65s\ ^2S_{1/2} \rightarrow 4p^55s(^1P_1)ns[1]_{1/2,3/2}^0$ para a série “ns” e $4p^65s\ ^2S_{1/2} \rightarrow 4p^55s(^1P_1)nd[1]_{1/2,3/2}^0[2]_{3/2}^0$ para a série “nd”. Trinta e oito transições são reportadas para este esquema de excitação, correspondentes as 3 séries de Rydberg.

Espectros de Dupla Excitação:

Várias séries podem ser construídas usando a configuração $4p^5 4d$. Na presente sequência só são distinguidos três séries de Rydberg construídas sobre os níveis $4p^5 4d\{^3P_{0,1,2}\}$.

1. Para o limite $4p^5 4d\{^3P_0\}$ aparecem 2 séries de Rydberg. Para a série "ns" são identificados desde $n=6$ até $n=12$ e para "nd" as identificações são desde $n=5$ até $n=10$. Os comprimentos de onda reportadas para este esquema de excitação são representados por: $4p^6 5s\ ^2S_{1/2} \rightarrow 4p^5 4d\{^3P_0\} ns[0]_{1/2}^0$ para a série "ns" e $4p^6 5s\ ^2S_{1/2} \rightarrow 4p^5 4d\{^3P_0\} nd[2]_{3/2}^0$ para a série "nd". Reportando um total de 13 transições nas duas sequências.
2. Para o limite $4p^5 4d\{^3P_1\}$ pode-se observar as séries "ns" e "nd", sendo que a série "ns" é observada desde $n=6$ até $n=12$. Para "nd" aparecem duas séries identificadas a partir de $n=5$ até $n=17$. Os comprimentos de onda das linhas observadas são reportadas para este esquema trinta e quatro transições. Os níveis de energia são designados de acordo com o esquema de excitação: $4p^6 5s\ ^2S_{1/2} \rightarrow 4p^5 4d\{^3P_1\} ns[1]_{1/2,3/2}^0$ para a série "ns" e $4p^6 5s\ ^2S_{1/2} \rightarrow 4p^5 4d\{^3P_1\} nd[1]_{1/2,3/2}^0$ $[2]_{3/2}^0$ para a série "nd".
3. Para o limite $4p^5 4d\{^3P_2\}$ é achado só uma série de Rydberg "ns". A tentativa de designação dos níveis de energia é baseada nos valores do defeito quântico observado. Esta série é observada desde $n=6$ até $n=25$ e a designação dos níveis para a série de Rydberg é feita a partir de $4p^6 5s\ ^2S_{1/2} \rightarrow 4p^5 4d\{^3P_2\} ns[2]_{3/2}^0$. Foram classificadas vinte e três transições.

3.6 Análise Espectral dos Íons do Rubídio RbVI, Rb VII e Rb VIII

3.6.1 Introdução

O átomo de rubídio é matéria de estudo em nosso laboratório pela primeira vez. O átomo de rubídio possui o número atômico $Z=37$, ponto de fusão de $38,89^{\circ}\text{C}$ (líquido na temperatura ambiente), ponto de ebulição de 688°C e potencial de ionização de $4,2\text{ eV}$. É um elemento metálico adotando uma cor branca prata e pertence ao grupo dos metais alcalinos. É inflamável espontaneamente com ar e reage violentamente ao contato com água, estabelecendo fogo para liberar hidrogênio. A cor da chama é violeta amarelada. O rubídio espectroscopicamente puro deve ser mantido em óleo, no vácuo, ou dentro de uma atmosfera inerte.

O rubídio na natureza aparece em maior proporção em dois isótopos, Rb^{85} e Rb^{87} . O Rb^{87} encontra-se no rubídio natural em $27,85\%$, e emite radiação Beta (β) com uma vida média de 5×10^{-11} anos. Ele encontra-se comercialmente em ampolas de 1 grs. e de 5 gr. Em geral é suficientemente radioativo, podendo expor um filme fotográfico em aproximadamente 30 a 60 dias. Forma quatro tipos de óxidos: Rb_2O , Rb_2O_2 , Rb_2O_3 e Rb_2O_4 . Para usar o rubídio em nosso sistema, construído especialmente para obter espectros altamente ionizados dos gases nobres, construímos um aparelho denominado “vaporizador de metais alcalinos” inteiramente de Pirex¹⁴.

¹⁴O aparelho experimental usado é amplamente discutido no capítulo III desta tese. Também apresenta um desenho do vaporizador de metais alcalinos na figura (3.4) desta tese.

3.6.2 Experimento

Para a realização do experimento com átomos de rubídio foi necessário considerar varias mudanças.

1. Como comentamos anteriormente, o átomo de rubídio tem certas condições nas quais pode ser manipulado. Por este motivo nós construímos um manipulador de metais alcalinos feito de acrílico. O manipulador permite criar uma atmosfera inerte injetando gás argônio. Além disso pode-se esquentar o rubídio dentro da câmara para poder fazer a mudança de recipiente para o vaporizador.
2. A fonte de átomos de rubídio é gerada num aparelho construido inteiramente de pirex, especial para fazer descargas de alta tensão¹⁵. Este aparelho é acoplado ao sistema de vácuo já existente, dando entrada para o tubo do theta - pinch.

O experimento é realizado misturando os átomos de rubídio e átomos de hélio¹⁶. A importância deste experimento começa quando os átomos de rubídio são considerados como impurezas num ambiente de gás dentro do tubo do theta-pinch. Com a descarga do banco de capacitores, o plasma formado no tubo do theta-pinch leva os átomos de rubídio a estados altamente ionizados. Os parâmetros considerados para este experimento são:

- Tensão aplicada ao banco de capacitores é de 12 kV (espectrograma com parâmetros que permitam atingir o grau de ionização em estudo, indicado para ser lido no microdensitômetro)

¹⁵Dois eletrodos de tungstenio são soldados ao tubo de pirex, as que são usadas para as descargas de alta tensão.

¹⁶O átomo de rubídio pode ser misturado com hidrogênio ou hélio, o mas recomendado é o hidrogênio para atingir estados altamente excitados.

- O número de disparos (descargas) realizados para obter um espectrograma bem definido é de 130 (este número foi testado com antecedência, realizando vários outros experimentos).
- A pressão de trabalho registrada para este experimento no tubo do theta - pinch foi de 30 mtorr e no interior do espectrógrafo foi de 5×10^{-5} torr.

A placa fotográfica obtida contém cinco espectrogramas, cada um deles difere em um parâmetro do anterior, sendo isto de vital importância para nossa análise e classificação iônica.

3.6.3 Leitura dos Espectros de Emissão

Os espectros de linha obtidos no laboratório, numa placa fotográfica, são levados para o microdensitômetro¹⁷ para serem lidos e armazenados num microcomputador. A leitura foi realizada com passos de $2 \mu m$ ou $4 \mu m$, dependendo do usuário (isto tem a ver com o tamanho da objetiva usada).

A necessidade das referências nas identificações das linhas espectrais nos leva à identificar algumas delas, tendo em consideração que o êxito ou fracasso do trabalho será na escolha das referências. Para este trabalho localizamos algumas referências que servirão como base para nosso trabalho, eles se encontram na tabela (3.51).

¹⁷É o microdensitômetro pertencente ao departamento de Raios Cósmicos. A especificação encontra-se no capítulo III, seção (3.6) e maiores detalhes podem ser encontrados no manual.

Tabela 3.51: Referências

λ (Å)	Ion
490.934	Rb VI
525.795	O III
581.256	Rb III
609.829	O IV
1083.983	N II
1084.580	N II
1193.289	Si II
1194.500	Si II

Com os valores da tabela (3.51) e os dados da leitura realizadas no microdensitômetro, o passo a seguir é colocar a correspondência existente dos dados lidos e os valores em comprimento de onda que pertencem cada uma das linhas, como exemplo temos: a linha na posição 11,544 mm tem o correspondente comprimento de onda de 490,934 Å¹⁸.

Com os dados obtidos no microdensitômetro e as referências da tabela (3.51) usamos o programa “grafed87” e introduzimos as referências sendo gerados aqui vários arquivos para serem usados por outros programas. Um outro programa denominado “lined” é usado para fazer a conversão das posições dos picos (gaussianas) de mm para sua correspondência em Å, e logo fazemos o ajuste usando um polinômio de grau 2, 3, ou 4. O grau de polinômio aplicado depende da resolução de nosso aparelho,

¹⁸O valor de 490,934 Å não significa que 11,544 mm foi convertido para Å, neste caso 11,544 mm é somente uma posição, podia ser qualquer outro número.

neste caso, os valores obtidos depois de ter passado o polinômio de um certo grau é comparado com os valores das referências, elas devem encontrar-se no intervalo - $0,02\text{\AA}$ até $+ 0,02\text{\AA}$ (dentro da resolução = $\pm 0,02\text{\AA}$).

3.6.4 Classificação Iônica

Para a classificação iônica de cada uma das linhas obtidas usamos o projetor de espectros e uma lupa “ PEAK Scale Lupe 10x ” graduada em milímetros especial para fazer a medida da separação entre duas linhas. Para cada Íon identificado se constrói um certo perfil com a mesma linha nos diferentes espectrogramas contidos na placa (espectrogramas com parâmetros diferentes). Nem sempre podemos encontrar perfis bem definidos, muitas vezes pode ser confundido com um Íon vizinho. Por este motivo na tabela final apresentamos Rb II, Rb III (pode ser Rb II ou Rb III), também apresentamos +Rb III,IV (significa que é mais Rb III, que Rb IV). Esta duvida será tirada quando se faz o análise do espectro de Rb III ou Rb IV.

As identificações são feitas linha por linha na totalidade da placa fotográfica. Certamente existem algumas linhas que não são registradas pelo microdensitometro, isto acontece quando as linhas se confundem com o fundo tomado na hora da leitura, estas linhas são basicamente linhas muito fracas.

Depois de um longo trabalho, a classificação é realizada e o resultado está na tabela (3.52) que se encontra no final desta seção (3.6).

3.6.5 Tabela de Linhas Classificadas

A seguir apresentamos uma tabela contendo as transições observadas no laboratório. Na tabela aparecem 8 colunas, cada coluna será comentada rapidamente.

1. Coluna 1. Designado como posição de cada linha lida no microdensitômetro e é dado em milímetros (mm)
2. Coluna 2. Representa a intensidade relativa de cada uma das transições. Esta intensidade é determinada fazendo a comparação entre o fundo e a linha na placa fotográfica.
3. Coluna 3. Designado para a característica das linhas: W= é uma linha larga; U= não resolvida, duas linhas muito juntas; L= Linha assimétrica (inclinada para a esquerda); R= Linha assimétrica (inclinada para a direita); S= Linha satélite (muito junto a outro porem mais intensa); M= Uma linha que é a média entre duas linhas. As linhas que não têm especificação são as linhas bem definidas.
4. Coluna 4. Aparece como $\lambda_{Obs.} (\text{\AA})$, é a coluna designada para os comprimentos de ondas observadas em nosso laboratório.
5. Coluna 5. $\sigma_{Obs.} (\text{cm}^{-1})$, é designada para os números de onda observados.
6. Coluna 6. $\lambda_{Obs.}^a (\text{\AA})$, é designada para os comprimentos de onda de vários autores e que dão credito a nosso trabalho.
7. Coluna 7. $\Delta = \lambda_{Obs.} - \lambda_{Obs.}^a (\text{\AA})$, os valores desta coluna verificam que nossos valores obtidos estão dentro da resolução de nosso aparelho ($\pm 0.02 \text{\AA}$).
8. Coluna 8. Especifica à que Íon pertence cada transição.

Neste trabalho classificamos 246 transições que se encontram na tabela (3.52).

Tabela 3.52: Linhas observadas e, classificação iônica para o rubídio

Pos. (mm)	Int. Rel.	Carac.	$\lambda_{\text{Obs.}}$ (Å)	$\sigma_{\text{Obs.}}$ (cm ⁻¹)	$\lambda_{\text{Obs.}}^a$ (Å)	Δ	Classificação Iônica
0,788	39		391,92	255154,1			
1,978	100		402,87	248219,0			
11,544	46		490,95	203686,7	490,934	0,016	Rb VI
12,813	42		502,65	198945,6			,677 Rb VI
13,391	46		507,97	196862,0	507,971	-0,001	Rb VI
13,497	201		508,95	196483,0	508,971	-0,021	,971 Rb VII
14,354	51		516,85	193479,7			Rb VII
14,670	87		519,75	192400,2	519,771	-0,021	,771 Rb VII
15,170	186		524,36	190708,7	524,382	-0,022	,382 Rb VII
15,229	496	U	524,91	190508,9			,929 Rb VIII
15,326	28		525,80	190186,4	525,795	0,005	O III
15,908	26		531,16	188267,2			Rb VII
16,014	31		532,14	187920,5			,154 Rb IV
16,419	29		535,87	186612,4	535,859	0,011	Rb III
17,574	79		546,52	182975,9	546,521	-0,001	Rb IV
18,063	61		551,02	181481,6	551,002	0,018	Rb IV
18,143	44		551,76	181238,2	551,741	0,019	Rb IV
18,227	72	U	552,54	180982,4			,562 Rb VIII
18,227	72	U	552,54	180982,4			
18,311	36		553,31	180730,5	553,330	-0,020	O IV
18,395	81		554,08	180479,4	554,075	0,005	O IV
18,443	263		554,53	180332,9	554,514	0,016	O IV
18,625	42		556,20	179791,4	556,193	0,007	Rb III
18,857	34		558,34	179102,3			,359 Rb III
19,022	31	L	559,86	178616,1			RB II Rb III
19,309	110		562,50	177777,8			Rb III?
19,691	136		566,03	176669,1			Rb III?
19,764	85		566,70	176460,2	566,707	-0,007	Rb III
20,822	124		576,46	173472,6	576,442	0,018	Rb V
21,165	103		579,62	172526,8	579,628	-0,008	Rb III
21,343	85		581,26	172040,1	581,256	-0,004	Rb III
21,401	52		581,80	171880,4	581,799	-0,001	Rb VIII
21,460	72		582,34	171721,0			,340 Rb III
21,576	609		583,41	171406,0			Rb III
21,774	172		585,23	170873,0			Rb III
21,939	49		586,75	170430,3			,774 Rb III
21,978	80		587,11	170322,9			Rb III
22,296	70		590,04	169480,0	590,053	-0,013	Rb VI
22,507	257		591,99	168921,8	592,001	-0,011	Rb V
22,687	54		593,65	168449,4	593,647	0,003	Rb III
22,836	250		595,03	168058,6			+Rb III,IV

Tabela 3.52: - Continuação

Pos. (mm)	Int. Rel.	Carac.	$\lambda_{Obs.}$ (Å)	$\sigma_{Obs.}$ (cm ⁻¹)	$\lambda_{Obs.}^a$ (Å)	Δ	Classificação Ionica
22,927	55		595,86	167824,7	595,877	-0,017	Rb III
23,357	157	L	599,83	166713,9	599,819	0,011	N II
24,167	81		607,30	164663,3	607,285	0,015	Rb III
24,301	470		608,54	164327,7			,508 Rb VI
24,441	100		609,82	163982,8	609,829	-0,009	O IV
24,515	77		610,50	163800,2			,537 Rb VI
24,821	38		613,32	163047,0	613,310	0,010	Rb III
25,245	138	U	617,24	162011,5	617,254	-0,014	,254 Rb V
25,245	138	U	617,24	162011,5			
25,788	388		622,25	160707,1	622,235	0,015	Rb III(,280 Rb VII)
25,989	310		624,10	160230,7	624,119	-0,019	Rb VI
26,474	566		628,57	159091,3			Rb IV,V
26,601	970		629,74	158795,7	629,730	0,010	O V
27,241	117	U	635,64	157321,8	635,635	0,005	Rb V
27,241	117	U	635,64	157321,8			
27,948	16		642,17	155722,0			Rb V
28,180	27		644,31	155204,8	644,313	-0,003	Rb V
29,782	516		659,09	151724,3	659,071	0,019	Rb VII
30,290	284		663,77	150654,6	663,759	0,011	Rb VI
31,318	185		673,26	148531,0	673,265	-0,005	Rb VI
31,371	313		673,74	148425,2	673,746	-0,006	Rb V
31,980	469		679,36	147197,4			,382 Rb V
32,326	59		682,56	146507,3			Rb IV,V
32,591	60		685,00	145985,4	685,005	-0,005	Rb V
32,648	70	R	685,53	145872,5			,513 N III
32,678	158		685,81	145813,0			,816 N III
32,735	40		686,33	145702,5			,335 N III
33,376	34		692,25	144456,5			Rb V,VI
33,864	542		696,75	143523,5	696,734	0,016	Rb VI
33,933	246		697,38	143393,9	697,391	-0,011	Rb VI
34,000	736		698,01	143264,4			Rb V(imp+Rb?)
34,061	85		698,56	143151,6			Rb IV,V
34,136	448		699,26	143008,3	699,251	0,009	Rb V
34,234	100	U	700,16	142824,5			Rb III,IV
34,234	100	U	700,16	142824,5			
34,317	115		700,93	142667,6			Rb-?
34,464	211		702,29	142391,3			?(imp+Rb)
34,529	255		702,88	142271,8			,899 O III
34,636	251		703,87	142071,7			,850 O III
34,760	239		705,02	141840,0			Rb ?
35,004	65		707,27	141388,7			Rb ?

Tabela 3.52: - Continuação

Pos. (mm)	Int. Rel.	Carac.	$\lambda_{\text{Obs.}}$ (Å)	$\sigma_{\text{Obs.}}$ (cm ⁻¹)	$\lambda_{\text{Obs.}}^a$ (Å)	Δ	Classificação Ionica
35,291	510		709,92	140860,9	709,917	0,003	Rb V
35,469	439		711,56	140536,3	711,569	-0,009	Rb VI
35,977	307		716,24	139618,0	716,239	0,001	Rb IV
36,224	85	U	718,53	139173,0			?(p/scr imp)
36,224	85	U	718,53	139173,0			
36,575	63		721,76	138550,2			Rb III,IV
36,780	97		723,66	138186,4			Rb IV,V
37,135	31		726,93	137564,8			Rb IV,V
37,838	265		733,42	136347,5			,408 Rb IV
38,083	644		735,68	135928,7			,697 Rb V
38,243	52	U	737,16	135655,8			Rb V,VI
38,243	52	U	737,16	135655,8			
38,596	636		740,42	135058,5			Rb V,VI?
38,646	423	L	740,88	134974,6			,853 Rb IV
38,708	110		741,46	134869,0	741,455	-0,005	Rb II
38,913	101		743,35	134526,1			,369 Rb VIII
39,087	41		744,95	134237,2			Rb VII,VIII
39,620	297		749,87	133356,4	749,861	0,009	Rb IV
40,040	349		753,75	132670,0	753,746	0,004	Rb IV
40,287	93		756,03	132269,9	756,041	-0,011	Rb V
40,575	282		758,69	131806,1	758,678	0,012	O V
40,658	208		759,46	131672,5			,441 O V
40,764	645		760,43	131504,5	760,445	-0,015	O V
40,841	210		761,14	131381,9			,128 O V
40,934	234		762,00	131233,6			,003 O V
41,077	46		763,32	131006,7			,340 N III
41,190	100		764,36	130828,4			,357 N III
41,272	623		765,12	130698,5			,148 N IV
41,696	266		769,04	130032,3	769,042	-0,002	Rb III
41,747	232		769,51	129952,8	769,498	0,012	Rb V
41,968	46		771,55	129609,2	771,535	0,015	Rb IV
42,056	34		772,36	129473,3			? imp
42,446	41		775,96	128872,6			,965 N II
42,546	450		776,88	128720,0	776,888	-0,008	Rb IV
43,717	495		787,70	126951,9	787,711	-0,011	O IV
43,894	92		789,33	126689,7	789,341	-0,011	Rb VI
43,987	730		790,18	126553,4			,199 O IV
44,421	50		794,19	125914,5			Rb-?
44,697	112	L	796,74	125511,5			? imp
44,849	41		798,15	125289,7			Rb V,VI
45,135	276		800,79	124876,7			? imp

Tabela 3.52: - Continuação

Pos. (mm)	Int. Rel.	Carac.	$\lambda_{\text{Obs.}}$ (Å)	$\sigma_{\text{Obs.}}$ (cm ⁻¹)	$\lambda_{\text{Obs.}}^a$ (Å)	Δ	Classificação Ionica
46,293	63		811,48	123231,6			Rb V, VI
46,701	238		815,25	122661,8			,276 Rb III
46,870	74		816,81	122427,5			Rb V, VI
46,994	56	R	817,96	122255,4			,924 Rb IV
47,151	58		819,41	122039,0			Rb V, VI
47,196	104		819,82	121978,0			Rb V, VI
47,408	51		821,78	121687,1			Rb V, VI
47,902	50		826,34	121015,6			Rb V, VI
48,227	96	U	829,35	120576,4			Rb V, VI
48,227	96	U	829,35	120576,4			
48,609	273		832,87	120066,8			imp
48,660	155		833,34	119999,0			,332 O II
48,704	395		833,75	119940,0			,742 O II
48,783	213		834,48	119835,1			,462 O II
48,872	375	L	835,30	119717,5	835,292	0,008	O III
50,484	146		850,19	117621,8	850,185	0,005	Rb IV
50,742	29		852,58	117291,0			852,615 Rb V
50,902	13	R	854,05	117089,2			Rb V
51,391	575		858,57	116472,7	858,559	0,011	C II
52,347	56		867,40	115287,1			Rb V, VI
52,706	43		870,72	114847,5	870,742	-0,022	,742 Rb V
53,714	202		880,03	113632,5			Rb V, VI
56,266	49		903,61	110667,2			,6235 C II
56,317	301		904,08	110609,7			,1416 C II
56,360	39		904,48	110560,8			,4801 C II
57,605	44		915,98	109172,7			,962 N II
57,685	60		916,72	109084,6			,701 N II
58,072	23		920,30	108660,2			Rb V, VI
58,254	77	U	921,98	108462,2			,992 N IV
58,254	87	U	921,98	108462,2			imp
58,308	87		922,48	108403,4			imp
58,383	411		923,17	108322,4			imp
58,433	80		923,63	108268,5			imp
58,499	98		924,24	108197,0			imp
59,798	96		936,25	106809,1			Rb V, VI
60,769	56		945,22	105795,5			Rb V, VI
64,113	28		976,13	102445,4			Rb V, VI
64,207	1064	U	977,00	102354,1	977,020	-0,020	C III
64,213	713	LU	977,05	102348,9			
65,592	291		989,80	101030,5	989,790	0,010	N III
65,782	431		991,56	100851,2	991,579	-0,019	N III

Tabela 3.52: - Continuação

Pos. (mm)	Int. Rel.	Carac.	$\lambda_{\text{Obs.}}$ (Å)	$\sigma_{\text{Obs.}}$ (cm ⁻¹)	$\lambda_{\text{Obs.}}^a$ (Å)	Δ	Classificação Ionica
66,131	54		994,78	100524,7			,787 Si III
66,205	281	U	995,47	100455,1			imp
66,206	210	U	995,48	100454,1			imp
66,409	115		997,36	100264,7			,389 Si III ?
67,057	62		1003,35	99666,1			Rb V,VI
70,119	267	R S	1031,66	96931,2			imp
70,149	281	R	1031,94	96904,9	1031,924	0,016	O VI
70,181	449	L	1032,23	96877,6			imp
70,625	98		1036,34	96493,4			,3367 C II
70,700	171		1037,03	96429,2			,0182 C II
70,742	396	R S	1037,42	96393,0			,614 O VI
70,784	570	L	1037,80	96357,7			,614 O VI
71,430	32		1043,78	95805,6			Rb V,VI
71,546	28		1044,85	95707,5			Rb V,VI
71,621	138		1045,54	95644,4			Rb V,VI
71,729	86		1046,55	95552,1			Rb V,VI
71,975	37		1048,82	95345,3			Rb V,VI
72,092	224		1049,90	95247,2			Rb III,IV
72,245	51	U	1051,31	95119,4			Rb V,VI
72,245	51	U	1051,31	95119,4			
73,903	95		1066,65	93751,5			,629 Si IV
75,350	30		1080,03	92590,0			Rb V,VI
75,778	50		1083,98	92252,6	1083,990	-0,010	N II
75,842	161		1084,58	92201,6	1084,580	-0,000	N II
75,961	273		1085,68	92108,2	1085,701	-0,021	N II
76,190	30		1087,80	91928,7			Rb ?
76,603	75		1091,62	91607,0			Rb ?
77,731	35		1102,05	90740,0			Rb-?
78,415	267		1108,38	90221,8	1108,368	0,012	Si III
78,491	59		1109,08	90164,8			? imp
78,587	365		1109,97	90092,5	1109,965	-0,005	Si III
78,751	66		1111,48	89970,1			Rb V,VI
78,940	463		1113,24	89827,9	1113,228	0,012	Si III
79,045	140		1114,21	89749,7			Rb V,VI
79,097	83		1114,69	89711,0			Rb V,VI
79,151	72		1115,19	89670,8			Rb V,VI
79,942	375		1122,50	89086,9	1122,486	0,014	Si IV
80,052	199		1123,52	89006,0			Rb III,IV
80,576	633		1128,37	88623,4	1128,340	0,030	Si IV
82,219	29	U	1143,56	87446,2			Rb V,VI
82,219	29	U	1143,56	87446,2			

Tabela 3.52: - Continuação

Pos. (mm)	Int. Rel.	Carac.	$\lambda_{\text{Obs.}}$ (Å)	$\sigma_{\text{Obs.}}$ (cm ⁻¹)	$\lambda_{\text{Obs.}}^a$ (Å)	Δ	Classificação Ionica
83,553	124		1155,91	86511,9			Rb V,VI
83,848	108		1158,64	86308,1			Rb V,VI
83,916	28		1159,26	86261,9			Rb V,VI
84,270	28		1162,54	86018,6			Rb V,VI
84,733	214		1166,82	85703,0			Rb V,VI
85,079	74		1170,02	85468,6			Rb V,VI
85,119	34		1170,40	85440,9			Rb V,VI
85,341	36		1172,45	85291,5			Rb V,VI
85,614	568		1174,98	85107,8			,933 C III
85,651	308	R S	1175,32	85083,2			,263 C III
85,695	486		1175,72	85054,3	1175,711	0,009	C III
85,728	264	L S	1176,03	85031,8			C III
85,766	431		1176,38	85006,5	1176,370	0,010	C III
86,595	102		1184,05	84455,9			Rb V,VI
87,362	26		1191,14	83953,2			Rb V,VI
87,423	73		1191,71	83913,0			Rb V,VI
87,594	39		1193,29	83801,9			,2894 Si II
87,726	107		1194,52	83715,6			,5001 Si II
88,285	75		1199,69	83354,9			Rb V,VI
89,021	1206	M	1206,50	82884,4	1206,533	-0,033	Si III
89,136	90		1207,56	82811,6			
89,225	30	U	1208,38	82755,4			
89,225	30	U	1208,38	82755,4			
89,452	60		1210,48	82611,9			
89,952	169	R	1215,11	82297,1			
90,031	283	L	1215,84	82247,7			
90,177	141		1217,20	82155,8			
90,937	39		1224,23	81684,0			
91,006	156		1224,87	81641,3			
92,052	33		1234,54	81001,8			
92,229	102	U	1236,18	80894,4			
92,229	102	U	1236,18	80894,4			
92,491	556	R	1238,61	80735,7			N V
92,539	277	L S	1239,06	80706,3			
92,926	373	R S	1242,63	80474,5			
92,958	499	L	1242,92	80455,7			N V
93,139	100		1244,61	80346,5			
93,442	186		1247,41	80166,1			
93,538	118		1248,29	80109,6			
94,514	116		1257,33	79533,6			
94,759	389		1259,59	79390,9			
94,852	144		1260,45	79336,7			

Capítulo 4

Conclusões e Perspectivas Futuras

Neste último capítulo são apresentados os resultados desta tese na forma de seis trabalhos, dos quais dois estão publicados. Nestas publicações se resume o esforço realizado para a finalização do projeto. Serão feitos pequenos comentários de cada uma das publicações, também serão ressaltados os novos resultados obtidos. Alguns resultados serão propostos a serem modificados, caso dos resultados publicados por outros autores que cremos que podem estar equivocados. Expusemos brevemente as mudanças feitas para a realização de cada um dos experimentos e finalmente apresentaremos as projeções futuras e a relação com os trabalhos realizados nesta tese.

4.1 Trabalhos Publicados

A continuação apresentamos os resumos das publicações que foram matéria de estudo desta tese.

4.1.1 O Espectro do Xe VII

Usando-se um theta-pinch como fonte de luz espectroscópica classificamos novas linhas no espectro do Xe VII. Além destes resultados nossos espectros obtidos foram

comparados com os resultados de O'sullivan[56] e Blackburn et al[57] e outros autores confirmando que nossos resultados estão corretos. A seguir apresentamos o resumo das publicações.

Título: Vacuum ultraviolet spectrum of six-times ionized xenon, Xe VII

Autores: G. H. Cavalcanti, F. R. T. Luna, A. G. Trigueiros, F. Brodice, H. Sobral, R Hutton, and M. Wang

Publicado em: Journal of the Optical Society of América B 14, 2459 (1997)

Resumo: O espectro de xenônio seis vezes ionizado, Xe VII, foi registrado no ultravioleta de vácuo no intervalo de 300 - 1300 Å. Utilizando-se radiação obtida de um theta-pinch. 27 novas transições foram identificadas como combinação entre níveis do $5p^2$ - $5p5d$ e $5s5d$ - $5p5d$. A partir dessas transições, 11 novos níveis foram determinados. A interpretação da estrutura dos níveis energéticos foi feita através o método dos mínimos quadrados utilizando-se cálculos do tipo Hartree-Fock com correção relativística.

4.1.2 Theta-Pinch.

Apresentamos a configuração atual do aparelho usado no laboratório (discutido no capítulo 3). Para conseguir esta configuração introduzimos mudanças, tendo-se conseguido uma melhora fundamental na eficiência na transferência de energia. A indutância total foi diminuída de 176 nH para 63,4 nH. Realizou-se mudanças no spark-gap (detalhes do novo spark-gap são mostrados na figura (3.1)). Os eletrodos foram preparados para ter uma separação de 2 mm, permitindo realizar descargas desde 1kV até mais de 14 kV, em nosso caso só foi necessário trabalhar no máximo

com 14 kV.

Tabela 4.11: Parâmetros da fonte de luz espectroscópica

DESCRIÇÃO DOS PARÂMETROS	VALORES
Capacitância	7,89 μ F
Indutância Total	63,4 nH
Indutância da bobina magnética	32,2 nH
Diâmetro do tubo de Quartzo	100 mm
$(\frac{dB}{dt})_{max}$ Relativo a 10 kV	$6,9 \times 10^9$ G/s
Eficiência a 10 mTorr	22 %
Temperatura do elétron	$\approx$ 150 eV

A caraterização completa do sistema é apresentada no artigo publicado sob o título:

Título: **A theta-pinch as a spectroscopic light source**

Autores: **F. R. T. Luna, G. H. Cavalcanti and A. G. Trigueiros.**

Publicado: **Journal of Physics. D: Applied Physics, 31, 866-872 (1998)**

Resumo: O objetivo deste trabalho é descrever o theta-pinch para estudo espectroscópico. Esta máquina é diferente em alguns aspectos da equivalente para estudos de fusão. Aqui num único experimento 100 disparos são usados normalmente. O banco de capacitores armazena 14 kJ de energia elétrica a 60 kV, contudo só 1 kJ é necessário para obter uma temperatura do elétron de 150 eV, as quais produzem um bom espectro de emissão no ultravioleta de vácuo no intervalo de 300 até 2000Å. Com

este aparelho, é possível obter estados de ionização intermediários de muitos elétrons (seis ou sete vezes ionizado). Similarmente como em tokamaks, nos espectros de theta-pinch aparecem espectros de linha devido a transições proibidas, onde a regra para transições de dipolo elétrico é violada $\Delta S = 0$.

4.1.3 Si X

Calculamos utilizando-se um método semiempírico a força de osciladores ponderadas (gf) para o Si X de 123 transições no intervalo de comprimento de onda de 6 - 560 Å. Da mesma forma também foram calculados os tempos de vida para 70 níveis de energia que correspondem as configurações pares e ímpares. A seguir apresentamos o resumo da publicação, e o artigo completo encontra-se no final no apêndice A2.

Título: Weighted Oscillator Strengths and Lifetimes for the Si X Spectrum

Autores: G. H. Cavalcanti, F. R. T. Luna and A. G. Trigueiros.

Aceito: Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer

Resumo: A força dos osciladores ponderadas (gf) e tempos de vida apresentadas neste trabalho foram obtidos numa aproximação multiconfiguracional de Hartree-Fock relativístico (HFR). Neste cálculo, os parâmetros eletrostáticos foram otimizados por um processo dos mínimos quadrados, em ordem a melhorar o ajuste para os níveis de energia experimental. Este método produz valores de gf que estão relacionadas com as intensidades observadas e valores de tempos de vida que são iguais ao experimental. Neste trabalho nós revisamos todos os espectros de linha de dipolo elétrico para o Si X conhecidos experimentalmente.

4.1.4 Rb I

Título: A compilation of Energy Levels and Wavelengths for the Spectrum of Neutral Rubidium (Rb I)

Autores: F. R. T. Luna, G. H. Cavalcanti and A. G. Trigueiros.

Submetido à: Journal of Physical and Chemical Reference data

Resumo: Esta publicação apresenta uma lista classificada de comprimentos de onda de Rb I . Os dados são baseados nas observações e análise de espectros por vários autores. Nós derivamos novos valores para os níveis de energia usando um código computacional e os comprimentos de onda observados para todas as linhas classificadas. Os dados em forma de tabela incluem 620 linhas observadas no intervalo espectral de 103 - 27905 Å. Classificando entre 22 níveis da paridade par e 414 níveis da paridade ímpar. Os valores da incerteza usados para este trabalho estão entre 0,0005 até 0,03 Å. Os comprimentos de onda são especificados na região do ultravioleta de vácuo, e os comprimentos de onda acima de 2000 Å estão expressados no ar.

4.1.5 Rb VI

Depois de um estudo detalhado da configuração $4s^24p4d$ do espectro de Rb VI usando-se os elementos da sequência isoeletrônica do Ge I, e uma análise semi - empírica usando o código de Cowan, obtivemos como resultados finais.

1. Conseguimos calcular 11 novas transições que ocorrem da configuração $4s^24p4d$ para a configuração fundamental, os valores destas transições encontram-se na tabela (3.21).

2. A configuração $4s^24p4d$ do espectro de Rb VI está constituído de 12 níveis de energia. Destes 12 níveis de energia nós conseguimos calcular 8 níveis. Estes níveis de energia encontram-se na tabela (3.22). Acreditamos que os valores experimentais se encontrarão em torno dos valores aqui apresentados. Calculamos também os parâmetros de Slater e as integrais de interações de configurações. Os valores destas integrais consideradas estão acima de $10,000 \text{ cm}^{-1}$ (ver tabela (3.23)).
3. Encontramos certas irregularidades na sequência isoeletrônica do Ge I em especial para o íon Br IV. A estrutura geral deste íon não acompanha a dos outros íons.

Acreditamos que os valores apresentados para o íon Br IV por Joshi[50] e Kelly [51], estão um pouco fora do valores correspondentes. Propomos alguns valores aproximados para as transições do Br IV.

$$4s^24p^2 \ ^3P_2 \rightarrow 4s^24p4d \ ^3D_2 \approx 574 \text{ \AA}$$

$$4s^24p^2 \ ^3P_1 \rightarrow 4s^24p4d \ ^3D_1 \approx 561 \text{ \AA}$$

$$4s^24p^2 \ ^3P_1 \rightarrow 4s^24p4d \ ^3D_2 \approx 572 \text{ \AA}$$

$$4s^24p^2 \ ^3P_0 \rightarrow 4s^24p4d \ ^3D_0 \approx 553 \text{ \AA}$$

$$4s^24p^2 \ ^3P_2 \rightarrow 4s^24p4d \ ^3D_3 \approx 567 \text{ \AA}$$

Uma análise experimental poderia ratificar estes valores com maior exatidão.

4.1.6 Rb VI, Rb VII, e RbVIII

Nós conseguimos segundo o planejado os espectros de rubídio. Uma análise detalhada permite observar transições para diferentes íons de rubídio (desde Rb III até Rb VIII como podemos ver na tabela (3.52))

1. Acreditamos que nossos resultados são satisfatórios dentro da resolução de nosso aparelho ($\pm 0,02 \text{ \AA}$). O suporte para nossos resultados é baseado na comparação de resultados publicados para os diferentes íons de rubídio por vários autores.
2. Muitas transições correspondentes aos íons de Rb VI, Rb VII e RbVIII encontram-se no intervalo de comprimento de onda de 250 até 500 $\text{\AA}$, que segundo nossos experimentos não temos conseguido observar. Consideramos que deve-se melhorar o vácuo no espectrógrafo garantindo menor absorção nesta região, além disso as linhas fracas encontradas neste intervalo são confundidas com o fundo da emulssão fotográfica. Como uma alternativa de solução se espera a obtenção de dados num novo espectrógrafo de maior resolução.

4.2 Perspectivas futuras.

- Apesar dos esforços realizados na análise do espectro de rubídio cinco vezes ionizado (Rb VI), não foi possível obter bons resultados no intervalo de comprimento de onda de 300 - 500 $\text{\AA}$. Esperamos resolver esse problema com um novo espectrógrafo de 3 metros de incidência normal, que será instalado em breve.

- A análise dos espectros do Rb VII para as configurações $4s^24p$, $4s^24d$, $4s4p^2$, $4p^3$ e $4s^24f$ foram estudadas, mas não totalmente. Pretende-se dar continuidade ao estudo destas configurações, $4s^25p$, $4s^25d$ e $4s^25s$. O intervalo de comprimento de onda é de 250 - 400 Å,
- Para o Rb VIII pretendemos estudar as configurações estudadas em forma incompleta. Estas configurações são: $3d^{10}4s^2$, $3d^{10}4s4p$, $3d^{10}4p^2$, $3d^{10}4s4d$ e $3d^{10}4s4f$. Qualquer intento de estudar as outras configurações se torna impossível com nosso espectrógrafo, já que as transições estão por fora do alcance do nosso espectrografo.
- Outro ponto de grande interesse é a continuação dos estudos dos metais alcalinos. O sistema acoplado ao theta-pinch permitirá obter espectros que correspondem a transições de dipolo elétrico que não são encontrado nas tabelas atualmente.

Referências

- 1 C. F. Fischer, *The Hartree-Fock Method for Atoms*, John Wiley & Sons, New-York-London, 1977
- 2 G. Racah, *Phys. Rev.*, **85A**, 381(1952)
- 3 H. E. White, *Introduction to Atomic Spectra*, McGraw-Hill, New York, 1934
- 4 E. U. Condon and G. H. Shortley, *The Theory of Atomic Spectra*, University Press, Cambridge, 1935
- 5 B. Edlén, *In Encyclopedia of Physics* 28, ed S. Flügge, Springer Verlag, Berlin-Heidelberg, 1964
- 6 R.D.Cowan, " *The theory of Atomic Structure and Spectra*", Univ. California Press, Berkeley, 1981
- 7 C. J. B. Pagan, " *Estudo Espectroscópico de Gases Nobres Mediante Ionizados* ", Tese de Doutorado-UNICAMP, 1991
- 8 B. H. Bransden and C. J. Joachain, *Physics of Atoms and Molecules*, Longman, London and New York, 1984
- 9 G. K. Woodgate, *Elementary Atomic Structure*, Clarendon Press. Oxford, 1980
- 10 I. I. Sobelman, *Atomic Spectra and Radiative Transition*. Springer-Verlag, berlin, (1979).
- 11 M. Weissbluth, " *Atoms and Molecules* ", Academic Press, New York, 1978
- 12 J. C. Slater, *Phys. Rev.*, **34**, 1293 (1929)
- 13 L.H. Thomas, *Proc. Cambridge Phi.Soc.*, **23**, 542(1927)
- 14 E. Fermi, *Z. Physik*, **48**, 73(1928)
- 15 D. R. Hartree, *Proc. Cambridge Phil. Soc.*, **24**, 111(1928)
- 16 J. C. Slater, *Quantum Theory of Atomic Structure*, McGraw-Hill, New York,1960
- 17 A. R. Edmonds, *Angular Momentum in Quantum Mechanics*, Princeton Univ. Press, Princeton, New Jersey, 1957
- 18 M. E. Rose, *Elementary Theory of Angular Momentum Angular*, Wiley, New York, 1957
- 19 L. I. Schiff, *Quantum Mechanics*, McGraw-Hill Co- Singapore, 1968

- 42 A. G. Trigueiros, C. J. B. Pagan, S.-G. Pettersson, and J. G. Reyna Almandos., *Phys. Rev. A*, **40**, 3911-3914(1989)
- 43 A. E. Livingston, *J. Phys. B:Atm. Molcc. Phys.*, **9**, L215-L218 (1976)
- 44 B. C. Fawcett, and G. E. Bromage, *J. Phys. B* **13**, 2711-2716 (1980)
- 45 G. O'sullivan, *J. Phys. B:Atm. Molcc. Opt. Phys.*, **22**, 987-996 (1989)
- 46 Ulf Litzén and Joseph Reader, *Physica Scripta* , **39**, 468-473 (1989)
- 47 E. Biémont, A. El Himdy, and H. P. Garnir., *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer.*, **43**, 437-443 (1990)
- 48 J.-F. Wyart, and M.-C. Artru., *Phys. Letter A*, **139**, 387-390 (1989)
- 49 K. Rahimullah, M. S. Z. Chaghtai and S. Khatoon., *Physica Scripta* , **18**, 96-106 (1978)
- 50 Y. N. Joshi and C. J. Budhiraja, *Can. J. Phys.*, **49**, 670 (1971)
- 51 R. L. Kelly, *J. Phys. Chem. Ref. Data*, **16**, suppl. 1, 1987
- 52 C. E. Moor, *Atomic Energy Levels, Nat. Stand. Ref. Data Ser., Nat. Bur. Stand. (U.S.) Circ.467*(U.S. GPO, Washington, D. C., 1971),Vol. III.
- 53 B. C. Fawcett, B. B. Jones, and R. Wilson, *Proc. Phys. Soc. London* **78**, 1223-1226 (1961)
- 54 E. J. Knystautas, J. Sugar and J. R. Roberts, *J. Opt. Soc. Am.*, **69**, 1726-1727 (1979)
- 55 V. Kaufman and S. Sugar, *J. Opt. Soc. Am. B* **4**, 1919-1923(1987)
- 56 G. O'Sullivan, *J. Phys. B* **15**, L765-L771 (1982)
- 57 J. Blackburn, P. K. Carroll, J. Costello, and G. O'Sullivan, *J. Opt. Soc. Am.* **73**, 1325-1329 (1983)
- 58 A. Tauheed, Y. N. Joshi, V. Kaufman, J. Sugar, and E. H. Pinnington, *J. Opt. Soc. Am. B* **10**, 561-565 (1993)
- 59 M.O. Larsson, A. M. Gonzales, R. Hallin, F. Heijenskjöld, R. Hutton, A. Langereis, B. Nyström, G. O'Sullivan, and A. Wännström, *Phys. Scr.* **51**, 69 (1995)
- 60 L. Radziemski and V. Kaufman, *J. Opt. Soc. Am.*, **59**, 424(1969)
- 61 G. H. Cavalcanti and A.G. Trigueiros, " Hartree-Fock and fit energy parameters for the n=5 complex in the Xe VII spectrum," *UNICAMP Rep. At. Mol. Phys.* (UNICAMP, Campinas, Brazil, 1996)

- 62 R. Ramb, *Ann. der Phys.*[5] **10**, 311-324 (1931)
- 63 H. Beutler, *Scit. Phys.*, **91**, 131-142 (1934)
- 64 H. R. Kratz, *Phys. Rev.* **75**, 1844-1850 (1949)
- 65 I. Johansson, *Ark. Fys.* (Stockholm) **20**, 135-146 (1961)
- 66 J. P. Connerade, *Ap. J.*, **159**, 695-702 (1970b)
- 67 W. R. S. Garton and J. P. Connerade, *Ap. J.*, **155**, 667(1969a)
- 68 M. W. D. Mansfield, *Ap. J.*, **183**, 691-699 (1973)
- 69 O. Laporte, G. R. Miller and R. A. Sawyer, *Phys. Rev.*, **38**, 843 (1931a)
- 70 M. W. D. Mansfield and J. P. Connerade, *J. Phys. B: At. Mol. Phys.*, **15**, 503-512 (1982)
- 71 J. Reader, *Phys. Rev. A*, **36**, 415-416 (1987)
- 72 M. A. Baig, M. S. Mahmood, M. Akram and J. Holmes, *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, **28**, 1777-1792 (1995)
- 73 Y. Itoh, T. Hayaishi, Y. Itikawa, T. Koizumi, T. Nagata, Y. Sato, H. Shibata, A. Yagishita and M. Yoshino, *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, **21**, L727 (1988)
- 74 Ferner, E., *Ark. Mat. Astr. Fys.*, 1941, **28A**, 1.
- 75 Ferner, E., *Ark. Mat. Astr. Fys.*, 1948, **36A**, 1.
- 76 Fawcett, B. C., *J. Phys. B: Atom. Molec. Phys.*, 1970, **3**, 1152.
- 77 Fawcett, B. C., *At. Data Nucl. Data Tables*, 1975, **16**, 135.
- 78 Hoory, S., Goldsmith, S., Feldman, U., Behring, W. and Cohen, L., *J. Opt. Soc. Am.*, 1971, **61**, 504.
- 79 Doschek, G. A., *Space Sci. Rev.*, 1972, **13**, 765.
- 80 Neupert, W. M., Swartz, M. and Kastner, S. O., *Solar Phys.*, 1973, **31**, 171.
- 81 Firth, J. G., Freeman, F. F., Gabriel, A. H., Jones, B. B., Jordan, C., Negus, C. R., Shenton, D. B. and Turner, R. F., *Mon. Not. R. Astr. Soc.*, 1974, **166**, 543.
- 82 Griffin, P. M., Pegg, D. J. and Sellin, I. A., in *Beam-Foil Spectroscopy*, 1, 321. Edited by Ivan A. Sellin and David J. Pegg, Plenum Press, New York, 1976.
- 83 Träbert, E., Brand, K., Buttler, H. V. and Heckmann, P. H., *Z. Physik A*, 1976, **279**, 127.

Capítulo 5

Apêndice: Trabalhos Publicados, Aceitos e Submetidos.

TRABALHO I

Publicado

Vacuum ultraviolet spectrum of six-times ionized xenon, Xe VII

G. H. Cavalcanti,* F. R. T. Luna, and A. G. Trigueiros

Instituto de Física Gleb Wataghin, Universidade Estadual de Campinas, 13083-970 Campinas, São Paulo, Brasil

F. Bredice and H. Sobral

Centro de Investigaciones Ópticas, Casilla de Correo 124, 1900 La Plata, Argentina

R. Hutton

Department of Physics, University of Lund, Sölvegatan 14, S 223 62 Lund, Sweden

M. Wang

Department of Physics, University of Uppsala, Box 530, S 75121 Uppsala, Sweden

Received October 7, 1996; revised manuscript received April 1, 1997

The theta-pinch spectrum of six-times ionized xenon, Xe VII, has been recorded in the vacuum ultraviolet region of 300–1300 Å, and 27 new transitions have been identified as combinations between levels of the $5p^2$ – $5p5d$ and $5s5d$ – $5p5d$ transition arrays. From these transitions, 11 new levels have been determined. The energy-level assignments have been interpreted when the theoretical energy-level values were fitted with a least-squares approach. Hartree–Fock calculations with relativistic corrections were used to predict energy levels and transitions. © 1997 Optical Society of America [S0740-3224(97)00310-X]

PACS numbers: 31.20.Dj; 32.20.Jj; 52.25.Qt.

1. INTRODUCTION AND EXPERIMENT

The Cd I isoelectronic sequence with a ground state of $5s^2\ ^1S_0$ is essentially a two-electron system. The normally excited system then leads to a spectrum that is relatively simple. However, as the remaining core, $4d^{10}$, is rather large, it cannot be overlooked in calculations of the atomic structure of such an ion. Although core–valence correlation is more important in the calculation of atomic lifetimes, it must also play a role in the calculation of energy levels. Experimental research on such one- and two-electron systems is important in understanding core–valence effects for application to more complex electron configurations. Moore¹ reports on spectral analyses in the Cd I isoelectronic sequence. The earlier works of Fawcett *et al.*² and Knystautas *et al.*³ were revised and extended by Kaufman and Sugar.⁴ Tentative wavelengths for Yrast transitions of Xe VII were given by Hallin *et al.*⁵ in a study on the beam–foil excitation mechanism. More recently, studies on the spectroscopy of Xe VII include the research by O’Sullivan⁶ and Blackburn *et al.*⁷ on inner shell transitions. Several papers concerning lifetime measurements and oscillator strengths have also been published by Kernahan *et al.*⁸ and Pinnington *et al.*^{9,10} An isoelectronic study of the $5s^2\ ^1S_0$ – $5s5p\ ^{1,3}P_1$ energy intervals has been presented by Curtis.¹¹ It is expected that the spectroscopy of highly ionized xenon will be of interest for future International Tokamak for Experimental Research diagnostics.¹²

The spectroscopic light source used in our experiments

is a theta-pinch discharge built at Instituto de Física (Gleb Wataghin), Universidade Estadual de Campinas (UNICAMP).¹³ The theta pinch has been specially designed for the production of highly charged ions. The discharge tube is made of quartz, and it has a length of 50 cm and an outer diameter of 5 cm. The power supply can generate a maximum voltage of 60 kV and 100 mA. The capacitor bank of 7.4 μ F is used. A radio-frequency (100-MHz, 150-W) discharge is used to obtain preionization. The spectra were recorded by a 2-m normal incidence spectrograph in the region 300–1300 Å and exposed on Kodak short-wave region emulsion plates. The grating has 1080 lines/mm and is blazed for 1000 Å. The plate factor in the first diffraction order is 4.61 Å/mm. To distinguish between the different ionization stages present in the plasma, we varied some experimental parameters, e.g., gas pressure and discharge voltage. For recording a good Xe VII spectrum, the charging potential was 14 kV, the pressure was 2 m Torr, and 120 shots were needed. To distinguish the ionization discrimination of the lines, we made a total of five different spectral recordings, and, to create the charge-state assignment for each line, we compared the line intensities in the different recordings. The photographic plates were measured in a Grant comparator. This comparator works semiautomatically and allows determination of asymmetric lines through an oscilloscope display. Lines of Xe VII from Kaufman and Sugar⁴ were used as internal standards. Third-order interpolation formulas, together with correction curves,

were employed to reduce the comparator settings to wavelength values. For unperturbed lines, the error is estimated to be $\pm 0.02 \text{ \AA}$.

2. RESULTS AND DISCUSSION

The line identifications were guided by theoretical predictions that we obtained with the Cowan^{14,15} computer codes. We obtained the predictions by diagonalizing the energy matrices with appropriate Hartree-Fock relativistic (HFR) values for the energy parameters. The configuration average energies are shifted by $+10\,000 \text{ cm}^{-1}$. We did this to bring the $5s^2\,^1S_0$ ground-state energy to zero, which is, of course, what it must be. This procedure has practical importance because the calculated energy-level values will be closer to the one determined experimentally. The HFR programs were used to predict wavelengths, energy levels, and relative intensities. By scaling the electrostatic radial integrals by 85% and using the spin-orbit integrals without scaling, we found minimum variation between calculated and experimental values. For the even-parity configurations we have the following picture: The $5s^2$ configuration is mainly affected by the $5p^2$ configuration through the s^2 - p^2 interaction and by the $5d^2$ configuration through the s^2 - d^2 interaction. The p^2 configuration is affected by the $5s5d$ con-

figuration through the p^2 - sd interaction and by the $5d^2$ configuration. To allow for most of the configuration interaction, we included in the calculation of the even-parity levels the following configurations: $5s^2$, $5p^2$, $5s5d$, $5s6s$, $5d^2$, $5p6p$, $5d6s$, $5d6d$, $5p4f$, $5p5f$, $5p6f$, and $4f^2$. For the odd-parity case, the $5s5p$ is mainly affected by the $5p5d$ configuration through the sp - pd interaction. The $5p5d$ configuration is mainly affected by the $5s5f$ and the $5d5f$ through the pd - sf and the pd - df interactions, respectively. We have included the following configurations in the calculation for the odd-parity states: $5s5p$, $5s6p$, $5p5d$, $5p6s$, $5s4f$, $5s5f$, $5d4f$, $5d5f$, and $6s6p$. Table 1 shows the 27 new classified transitions. The intensities of the transitions in Table 1 are estimated visually by the plate blackening. The transition wavelengths and the line strengths from calculation were used for preliminary identifications of the lines. The recurrent wave-number intervals confirmed the line identifications. We would like to discuss the $5s5d\,^1D_2$ transition at $595.094 \text{ \AA}$. Tauheed *et al.*¹⁶ found that this line is a Xe V one, which was confirmed by the experiment of Larsson *et al.*¹⁷ Our experiments also corroborate this as a Xe V line. Larsson *et al.*⁶ proposed a line at $608.8 \text{ \AA}$ to determine the $5s5d\,^1D_2$ level. We confirm the same line at $608.71 \text{ \AA}$ and determine the level at $307\,545.3(2)$

Table 1. New Classified Lines in the Spectrum of Xe VII

Intensity ^a	Wavelengths (Å) (This study)	Wavelengths (Å) (Previous study)	Transition
40	482.86		$5p^2\,^1D_2-5p5d\,^1P_1^0$
20	494.23		$5p^2\,^1D_2-5p5d\,^1F_3^0$
20	535.99		$5p^2\,^3P_2-5p5d\,^1F_3^0$
40	548.73		$5p^2\,^3P_1-5p5d\,^3D_2^0$
20	576.24		$5p^2\,^3P_2-5p5d\,^3P_1^0$
20	580.68		$5s5p\,^3P_1^0-5p2\,^1S_0$
40	581.47		$5p^2\,^3P_2-5p5d\,^3D_3^0$
40	598.09		$5p^2\,^3P_1-5p5d\,^1D_2^0$
10	605.88		$5p^2\,^3P_2-5p5d\,^3D_2^0$
20	608.71	608.8 ^b	$5s5p\,^1P_1^0-5s5d\,^1D_2$
80	624.62		$5p^2\,^3P_2^0-5p5d\,^3D_1^0$
40	643.39		$5s5d\,^3D_1-5p5d\,^1P_1^0$
10	666.60		$5p^2\,^3P_2-5p5d\,^1D_2^0$
20	667.92		$5s5d\,^3D_2-5p5d\,^1F_3^0$
10	726.56		$5s5d\,^3D_1-5p5d\,^3P_1^0$
10	731.57		$5s5d\,^3D_2-5p5d\,^3P_1^0$
20	737.38		$5s5d\,^3D_3-5p5d\,^3P_2^0$
40	749.02		$5s5d\,^3D_3-5p5d\,^3D_3^0$
20	764.05		$5s5d\,^1D_2-5p5d\,^1F_3^0$
20	805.36		$5s5d\,^3D_1-5p5d\,^3D^0$
10	844.59		$5s5d\,^1D_2-5p5d\,^3P_2^0$
20	857.63		$5s5d\,^3D_3-5p5d\,^3F_4^0$
10	928.86		$5s5d\,^3D_2-5p5d\,^3F_3^0$
10	942.94		$5s5d\,^3D_3-5p5d\,^3F_3^0$
10	990.42		$5s5d\,^3D_1-5p5d\,^3F_2^0$
10	999.64		$5s5d\,^3D_2-5p5d\,^3F_2^0$
10	1016.19		$5s5d\,^3D_3-5p5d\,^3F_2^0$
20	1231.57		$5s5d\,^1D_2-5p5d\,^3F_2^0$

^aThe intensities of the lines are visual estimates of plate blackening.
^bRef. 6.

cm⁻¹. The least-squares fitting calculation fit this level very well at that value. Table 2 shows the 11 energy-level values that belong to the 5p5d configuration. The energy-level values were determined from the observed wavelengths by an iterative optimization procedure¹⁸ in which the individual wavelengths are weighted according to their uncertainties. In this calculation we have also

used the lines from Kaufman and Sugar⁴ with their uncertainties, 0.005 Å. The interpretation of the configuration-level structures was made by a least-squares fit of the energy parameters to the observed levels. Table 3 shows the energy parameters for the odd- and even-parity configurations. The parameters that were included in the calculation only allow for the con-

Table 2. New Experimental Energy-Level Values of Xe VII

Designation	Energy (cm ⁻¹)	<i>E</i> (obs)– <i>E</i> (calc) ^a (cm ⁻¹)	Percentage ^b Composition
4d ¹⁰ 5p5d ³ F ₂ ⁰	388742.2 ± 2.0	13	83 + 14(² P) ¹ D
4d ¹⁰ 5p5d ³ F ₃ ⁰	396377.6 ± 7.0	–113	93 + 4(² P) ¹ D
4d ¹⁰ 5p5d ¹ D ₂ ⁰	401873.4 ± 5.0	165	50 + 21(² P) ³ P + 9(² P) ³ F + 8(² P) ³ D + 11(5s6p (² S) ³ P)
4d ¹⁰ 5p5d ³ F ₄ ⁰	406934.6 ± 2.5	–43	98
4d ¹⁰ 5p5d ³ D ₁ ⁰	411940.9 ± 2.5	–58	65 + 18(² P) ³ P + 5(² S) ³ P + 4(² P) + ¹ P + 5(5s6p (² S) ¹ P) + 5(5s6p(² S) + ³ P
4d ¹⁰ 5p5d ³ D ₂ ⁰	416910.4 ± 6.0	13	40 + 31(² P) ³ P + 19(² P) ¹ D + 4(² P) ³ F + 5(5s6p (² S) ³ P)
4d ¹⁰ 5p5d ³ D ₃ ⁰	423839.6 ± 5.0	–12	92 + 4(² P) ³ F
4d ¹⁰ 5p5d ³ P ₀ ⁰	424966.9 ^c	100	
4d ¹⁰ 5p5d ³ P ₁ ⁰	425402.2 ± 4.0	64	71 + 25(² P) ³ D
4d ¹⁰ 5p5d ³ P ₂ ⁰	425947.7 ± 2.5	–57	81 + 15(² P) ¹ D
4d ¹⁰ 5p5d ¹ F ₃ ⁰	438426.7 ± 2.0	–124	68 + 25(5s5f(² S) ¹ F)
4d ¹⁰ 5p5d ¹ P ₁ ⁰	443198.9 ± 3.0	66	87 + 4(² P) ³ D + 4(5d4f(² F) ¹ P)

^a *E*(calc) is the energy-level value obtained from the least-squares fitting calculation.
^b Percentage composition in *LS* coupling. Percentages lower than 4% are omitted.
^c Predicted value from the least-squares fitting calculation.

Table 3. Parameter Values for the 4d¹⁰(5s² + 5p² + 5s5d + 5s5p + 5p5d) Configurations of Xe VII

Configuration	Parameter	HFR Value (cm ⁻¹)	Fitted Value (cm ⁻¹)	Ratio Fitted/HFR
4d ¹⁰ 5s2	<i>E</i> ^{av}	0.0	10 586(103)	–
4d ¹⁰ 5p ²	<i>E</i> ^{av}	246 754	246 868(56)	1.000
4d ¹⁰ 5p ²	<i>F</i> ² (5p5p)	59 133	41 272(364)	0.700
4d ¹⁰ 5p ²	ζ _{3p}	10 573	11 318(56)	1.070
4d ¹⁰ 5s5d	<i>E</i> _{av}	291 716	295 662(55)	1.013
4d ¹⁰ 5s5d	<i>G</i> ² (5s5d)	38 852	43 362(346)	1.116
4d ¹⁰ 5s5d	ζ _{5d}	849	1 078(56)	1.300
	^a CI Integrals			
5s ² –5p ²		76 811	88 334 ^b	1.150
5p ² –5s5d		64 977	46 700 ^b	0.719
	^c SD–99 cm ⁻¹			
4d ¹⁰ 5s5p	<i>E</i> _{av}	116 351	119 886(71)	1.030
	<i>G</i> ¹ (5s5p)	76 823	60 389(268)	0.786
	ζ _{3p}	10 652	11 752(113)	1.103
4d ¹⁰ 5p5d	<i>E</i> _{av}	414 384	417 275(44)	1.007
	<i>F</i> ² (5p5d)	49 801	42 404(822)	0.851
	<i>G</i> ¹ (5p5d)	58 636	56 018(265)	0.955
	<i>G</i> ³ (5p4d)	37 484	25 566(726)	0.682
	ζ _{3p}	10 759	11 546(168)	1.073
	ζ _{5d}	866	1 033(103)	1.193
	^a CI Integrals			
5s5p–5p5d	<i>R</i> ¹ (5s5p5p5d)	65 650	76 314 ^b	1.162
5s5p–5p5d	<i>R</i> ¹ (5s5p5d5p)	48 308	41 062 ^b	0.850
	^c SD=129 cm ⁻¹			

^a Configuration interaction.
^b These parameters were kept fixed under the least-squares fitting calculation.
^c Standard deviation for the parameters

figuration interaction effects and are not present in the Table 3, but they are included in Ref. 19.

ACKNOWLEDGMENTS

The authors are indebted to M. Gallardo, Y. Zou, and J. G. Reyna Almandos for helpful discussions and advice in the course of this research. The research has been financially supported by Fundação de Amparo à Pesquisa do Estado de São Paulo (FAPESP), Brasil; Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico, Brasil; Comisión de Investigaciones Científicas de la Provincia de Buenos Aires, Argentina; and Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas, Argentina. R. Hutton thanks FAPESP for the grant awarded. Computations were carried out at the John David Rogers Computational Centre at UNICAMP.

*Instituto de Física, Universidade Federal Fluminense, Campus da Praia Vermelha-Gragoatá, 24210-310 Niterói, Rio de Janeiro, Brasil.

REFERENCES AND NOTES

1. C. E. Moore, *Atomic Energy Levels*, Nat. Stand. Ref. Data Ser., Nat. Bur. Stand. (U.S.) Circ. 467 (U.S. GPO, Washington, D.C., 1971), Vol. III.
2. B. C. Fawcett, B. B. Jones, and R. Wilson, "Vacuum ultraviolet spectra of multiply ionized gases," *Proc. Phys. Soc. London* **78**, 1223-1226 (1961).
3. E. J. Knystautas, J. Sugar, and J. R. Roberts, "New line classifications and energy levels in the triplet system of Xe VII," *J. Opt. Soc. Am.* **69**, 1726-1727 (1979).
4. V. Kaufman and S. Sugar, "Cd I isoelectronic sequence: wavelengths and energy levels for Xe VII through Eu XVI," *J. Opt. Soc. Am. B* **4**, 1919-1923 (1987).
5. R. Hallin, J. A. Leavitt, A. Lindgård, P. W. Rathmann, H. Vach, and E. Veje, "Beam-foil excitation of xenon, 4 MeV," *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* **202**, 42-44 (1982).
6. M. O. Larsson, A. M. Gonzalez, R. Hallin, F. Heijkenskjöld, R. Hutton, A. Langereis, B. Nyström, G. O'Sullivan, and A. Wännström, "Wavelengths and energy levels of Xe VII and Xe VIII obtained by collision-based spectroscopy," *Phys. Scr.* **51**, 69 (1995).
7. G. O'Sullivan, "Charge-dependent wavefunction collapse in ionized xenon," *J. Phys. B* **15**, L765-L771 (1982).
8. J. Blackburn, P. K. Carroll, J. Costello, and G. O'Sullivan, "Spectra of Xe VII, Xe VIII, and Xe IX in the extreme ultraviolet: $4d\text{-}mp$, nf transitions," *J. Opt. Soc. Am.* **73**, 1325-1329 (1983).
9. J. A. Kernahan, E. H. Pinnington, J. A. O'Neill, J. L. Bahr, and K. E. Kernahan, "Study of the beam-foil spectrum of Xe VII, Xe VIII, and Xe IX from 500 to 1500 Å," *J. Opt. Soc. Am.* **70**, 1127-1129 (1980).
10. E. H. Pinnington, W. Anshacher, and J. A. Kernahan, "Oscillator strength measurements for the resonance transitions in Te V, Xe VII, and Xe VIII," *J. Opt. Soc. Am. B* **4**, 696-697 (1987).
11. E. H. Pinnington, J. A. Kernahan, W. Ansbacher, and A. Tauheed, " $5s5p\text{-}5p^2$ multiplets in Xe VII," *J. Opt. Soc. Am. B* **8**, 2233-2235 (1991).
12. L. J. Curtis, "Isoelectronic studies of the $5s^2\text{-}1S_0\text{-}5s5p\text{-}1^3P_1$ intervals in the Cd sequence," *J. Opt. Soc. Am. B* **3**, 177-182 (1986).
13. R. K. Janev and H. W. Drawin, eds. *Proceedings of IAEA Technical Meeting on Atomic and Molecular Data for Fusion Reactor Technology* (IAEA, Vienna, Austria, 1992).
14. A. G. Trigueiros, M. Machida, C. J. B. Pagan, and J. G. Reyna Almandos, "A spectroscopic study of radiation in a theta pinch," *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* **280**, 589-592 (1989).
15. R. D. Cowan, "Theoretical calculation of atomic spectra using computers," *J. Opt. Soc. Am.* **58**, 808-818 (1968).
16. R. D. Cowan, *The Theory of Atomic Structure and Spectra* (University of California, Berkeley, Calif., 1981).
17. A. Tauheed, Y. N. Joshi, V. Kaufman, J. Sugar, and E. H. Pinnington, "Analysis of the $5s25p^2\text{-}(5s5p3 + 5s25p5d + 5s25p6s)$ transitions of four-times ionized xenon (Xe V)," *J. Opt. Soc. Am. B* **10**, 561-565 (1993).
18. L. J. Radziemski and V. Kaufman, "Wavelengths, energy levels, and analysis of neutral atomic chlorine (Cl I)," *J. Opt. Soc. Am.* **59**, 424-443 (1969).
19. G. H. Cavalcanti and A. G. Trigueiros, "Hartree-Fock and fit energy parameters for the $n = 5$ complex in the Xe VII spectrum," UNICAMP Rep. At. Mol. Phys. (UNICAMP, Campinas, Brazil, 1996).

TRABALHO II

Publicado

A theta-pinch as a spectroscopic light source

F R T Luna†, G H Cavalcanti‡ and A G Trigueiros†

† Instituto de Física 'Gleb Wataghin', Universidade Estadual de Campinas (Unicamp), 13083-970 Campinas, São Paulo, Brazil

‡ Instituto de Física, Universidade Federal Fluminense (UFF), Campus da Praia Vermelha-Gragoatá, 24210-310 Niterói, Rio de Janeiro, Brazil.

Received 8 April 1997, in final form 8 December 1997

Abstract. The aim of this work is to describe a theta-pinch for spectroscopic studies. This machine is different in some aspects from its equivalent for fusion studies. Here, in a single experiment, 1000 shots are used normally. The capacitor bank stores 14 kJ of electrical energy at 60 kV, but only 1 kJ is necessary to obtain an electron peak temperature of 150 eV, which is enough to produce a good emission spectrum in the VUV range of 300 to 2000 Å. With this device it is possible to obtain intermediate ionization states of many elements (ionized six or seven times). Similarly to tokamaks, the theta-pinch spectrum contains spectral lines due to forbidden transitions, where the $\Delta S = 0$ rule for dipole electric transition is violated.

1. Introduction

A theta-pinch plasma is a copious light source where the working gas attains high ionization degrees. The emission spectrum is a superposition of many spectra due to energetic transitions of various ionization states that occur in a single shot. However, for specified conditions and using special techniques, it is possible to obtain the ionic assignment, in other words, to attribute to each spectral line its corresponding ion. In this work we describe a highly compact 14 kJ theta-pinch built at Universidade Estadual de Campinas (Unicamp) for experimental studies of ion spectra with intermediate ionization states. The spectra are recorded in the vacuum ultraviolet (VUV) wavelength region between 300 and 2100 Å. This machine has been improved during the eight years since the beginning of our research on atomic spectroscopy at the plasma physics group of Unicamp [1]. With this machine we have made spectral studies of various noble gases in many ionization states. The application limits of this versatile machine remain unexplored. Recently, we began to study experimentally the weighted oscillator strength [2]. We also hope to enlarge our research field with studies of metallic vapours injected into the theta-pinch in order to obtain a new spectroscopic light source. A revived interest in spectroscopic data from rare gases is due to applications in collision physics, laser physics, photoelectron spectroscopy and fusion diagnostics. In this last field, the study of intercombination lines is important for the diagnostics of laboratory and astrophysical plasmas [3, 4] due to forbidden transitions.

2. The Unicamp theta-pinch

The first version of our theta-pinch had a total inductance of 176 nH. Its transmission line was made with 12 parallel coaxial cables, each 80 nH m⁻¹ and 3 m long. There was a large free space in their electrical connection with the magnetic coil plate, which implied a large inductance in this connection. The main switch, a spark gap, also had a large inductance. To improve the energy transfer efficiency between the capacitor bank and the plasma under the magnetic coil, the line and spark gap inductances must be reduced significantly. The improvement was guided by a physical insight that the electrical energy stored in the condenser was converted into magnetic energy in the condenser, spark gap, transmission line and magnetic coil, according to their inductance. This implies that the transmission line inductance, spark gap inductance and capacitor self-inductance must be small compared with the magnetic coil inductance. The magnetically induced electrical field in the coil drives energy to the plasma and is directly proportional to the radial position and magnetic field rise time. In other words, it is inversely proportional to the square root of the total inductance and directly proportional to the voltage in the condenser bank. These combined facts impose an experimental limit on the coil radius.

In our present project, the transmission line and spark gap were changed in order to improve the energy transfer efficiency between the plasma and capacitor bank. Figure 1 shows a schematic diagram of the side and upper view of our highly compact theta-pinch and its low-inductance parallel plate transmission line, which is mechanically held together with an interplate distance of about 1.2 mm. The

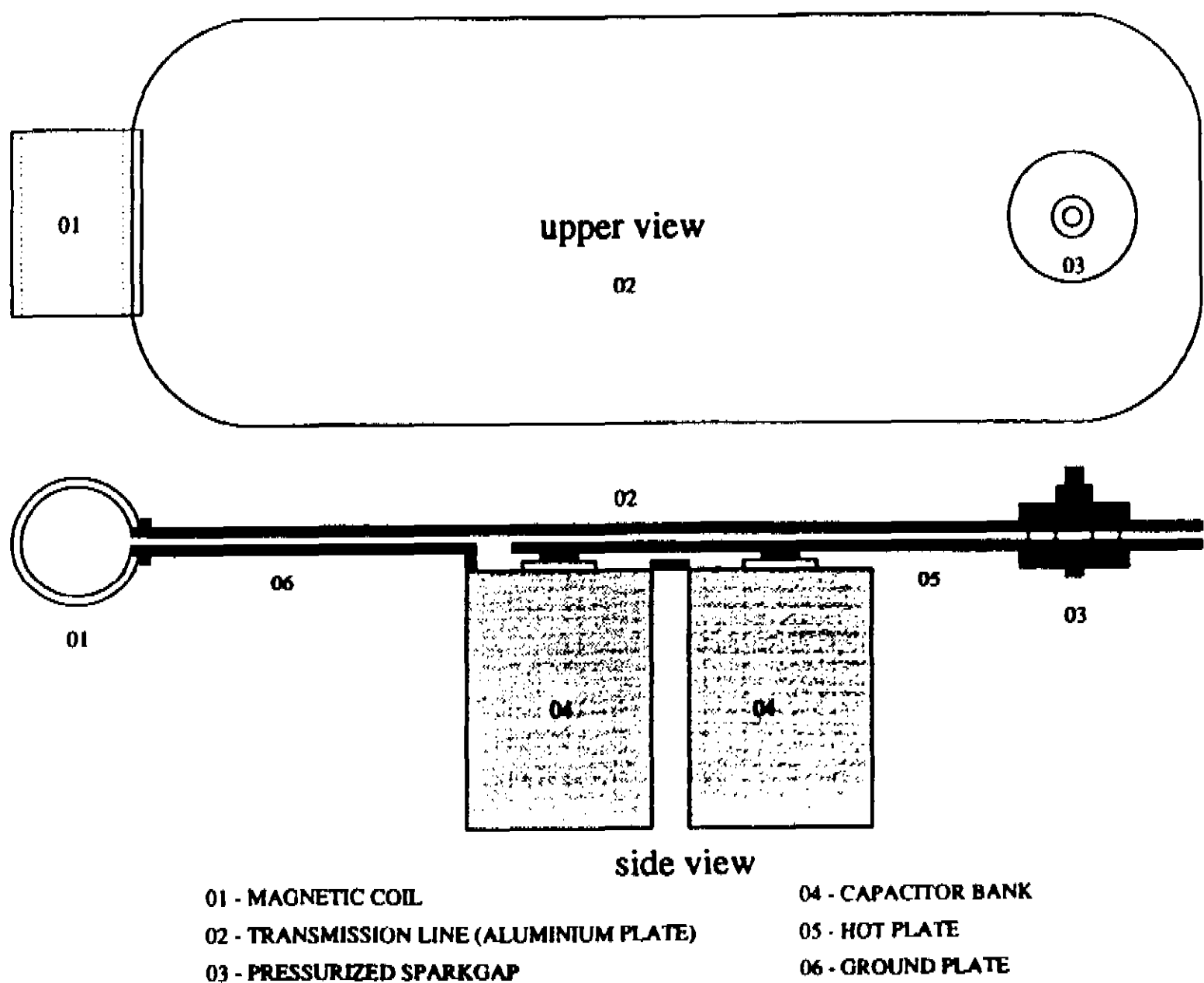


Figure 1. Schematic drawing of the transmission line and capacitor bank of the 14 kJ theta-pinch.

transmission line dielectric (not drawn in figure 1) is made with eight Mylar foils. The capacitor bank is made of four low-inductance (≤ 20 nH each) capacitors connected in parallel. Some details of the new pressurized spark gap are shown in figure 2. The inner electrodes of the spark gap are covered with a titanium–tungsten alloy, the distance between them being about 2 mm in the final mounting. This pressurized spark gap switch was specifically designed to withstand high voltages and currents at high repetition rates. Normally the switch drives 100 kA with a repetition rate of 20–30 shots per minute, and can undergo about 10 000 shots without maintenance. This compact spark gap has a smaller inductance because of its small internal magnetic flux area. The pressure of the gas filling the spark gap was $(35\text{--}105) \times 10^3$ Pa, manually controlled according to the capacitor bank voltage. The gas used was a mixture of commercial argon and dry air. The ignition principle is based on the fact that the switch is turned on when the internal spark gap pressure is broken by a sudden opening of a control valve of exhaust gas. The air/argon ratio must be increased for operation at higher voltages.

The single-turn magnetic coil is made of brass, 20 cm long, which encircles a quartz tube 50 cm long containing the spectroscopic working gas. The energy transfer efficiency was measured from the magnetic oscillation decay curve. The energy transfer from the condenser bank to the magnetic coil was maximized with a coil diameter of 11 cm. Under this condition, better energy transfer

Table 1. Some parameters of a 14 kJ theta-pinch spectroscopic light source.

Parameter description	Values
Capacitance	$7.89 \mu F$
Total inductance	63.4 nH
Magnetic coil inductance	32.2 nH
Quartz tube diameter	100 mm
$(dB/dt)_{\text{max}}$ relative to 10 kV charging	$6.9 \cdot 10^9 \text{ G s}^{-1}$
Efficiency at 10 mTorr	22%
Electron temperature	$\approx 150 \text{ eV}$

to the plasma is obtained when the quartz tube diameter is as close to the coil as possible. In this case, rf pre-ionization was not necessary, while for a tube diameter of 5 cm, the induced breakdown was obtained with 60 W, 13 MHz pre-ionization. In the final version, the magnetic coil inductance was 32.2 nH and the total inductance was 63.4 nH. Table 1 gives a summary of characteristic parameters of our 14 kJ theta-pinch. The capacitor bank comprises four $1.85 \mu F$, 60 kV capacitors. The transmission line is 90 cm wide and 1.80 m long and was made with three parallel aluminium plates. The maximum voltage used is usually about 14 kV, while the minimum is about 4 kV. The spectroscopic gas pressure in the quartz tube and the voltage in the capacitor bank are used as parameters for ionic classification. At lower capacitor charging voltages, only spectra corresponding to ions with lower ionization

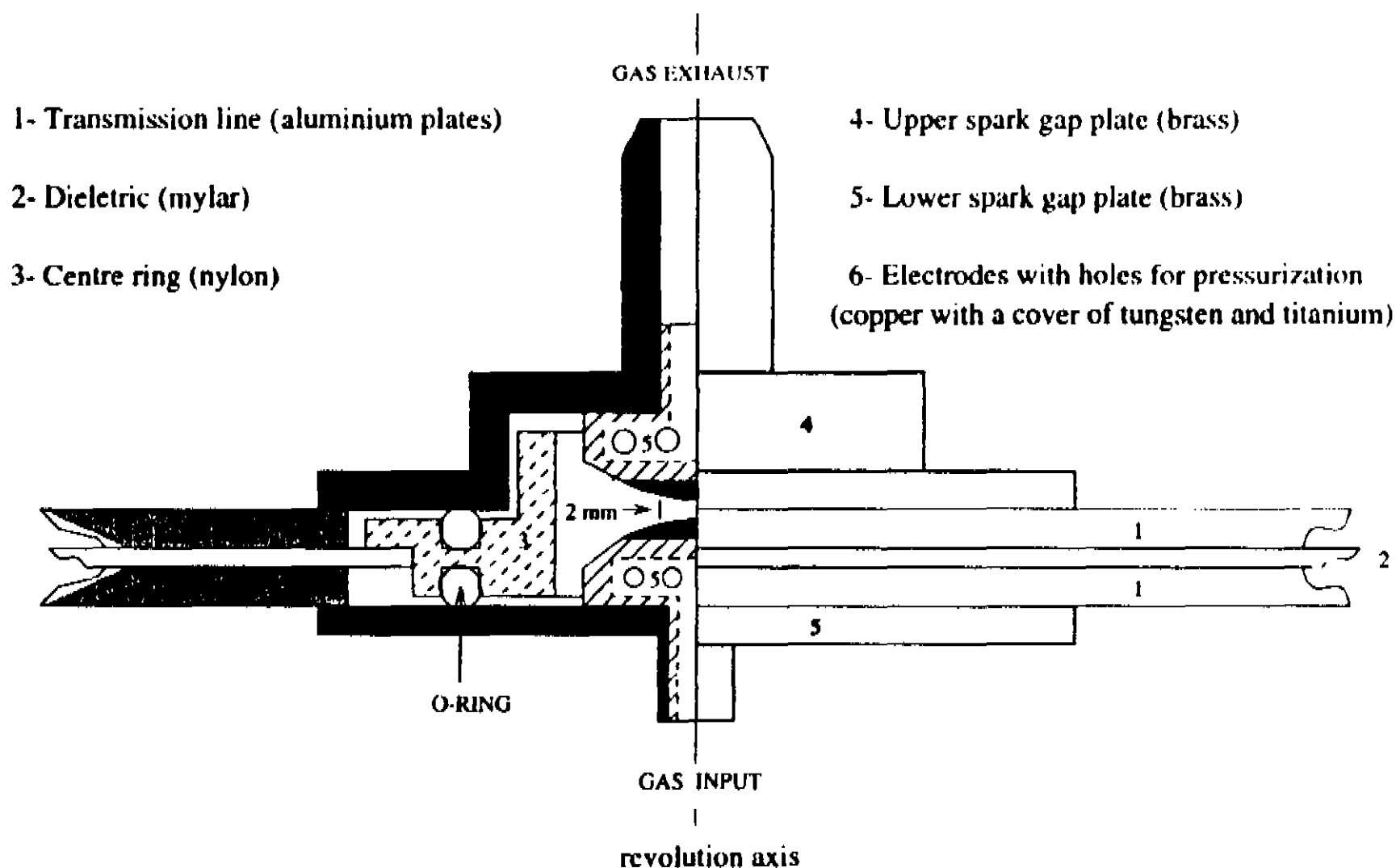


Figure 2. Some details of the compact pressurized spark gap.

states (ionized two or three times) appear, while at 14 kV the spectra, recorded on spectral plates, show principally transitions corresponding to higher ionization states (six or seven times ionized). As the pressure decreases, the ionization states increase and vice versa. This occurs over a wide pressure range. As predicted by Sato [5], using a Paschen curve for extraordinary discharge (electrical discharge in the absence of electrodes), for a minimum capacitor bank voltage, the conditions necessary to obtain induced breakdown occur at a pressure of about 1 mTorr. Normally, our maximum energetic condition was obtained at 14 kV and 1 mTorr. In this range the plasma electron temperature reaches 150 eV, which is enough to produce resonant transitions of many ions at some ionization states from 300 to 1300 Å range and is compatible with our VUV 2 m normal incidence spectrograph (300–2100 Å range). For many plasmas, a further increase in energetic conditions is of little use in our case because their most intense transitions would be beyond the wavelength range of our spectrograph. In the equivalent device for fusion studies, the temperature and density regimes are not determined by a particular spectral range.

The spectrograph is a 2 m normal incidence device with a Paschen–Runge assembly. It is equipped with a diffraction grating blazed at 1000 Å with 1080 grooves/mm. The plate factor obtained for the first diffraction order is 4.61 Å mm^{-1} which implies a resolution of 0.02 Å . The theta-pinch is vacuum-connected to the spectrograph through an entrance slit 50 μm wide and 10 mm high. The vacuum system consists of an Edwards E2M18 rotary vane vacuum pump and a Varian (500 l s^{-1}) VP 500 turbomolecular pump. The final vacuum is better than

$2.0 \times 10^{-6} \text{ Torr}$. The spectroscopic working gas pressure was adjusted using an Edwards PVK-10 needle valve or by a servo-controlled needle with a Barocel system. Figure 3 is a schematic overview of the experimental apparatus.

The spectra were recorded on Kodak SWR (short wavelength region) emulsion plates. Generally, a total of five different spectral recordings were made for each plate, with different experimental parameters (gas pressure or discharge voltage). Normally, the spectroscopic working gas pressure was in the range 1–50 mTorr. For the present experimental arrangement, with a 14 kV charging voltage, 100 shots were sufficient to obtain good spectral plates at higher energy conditions while in the old arrangement, for similar results, 600 shots and a charging voltage of 28 kV were necessary [1]. The recorded spectra are time integrated. The shot number is an empirical parameter adjusted according to gas pressure and capacitor voltage to avoid overexposure of the plates. Good reproducibility between the plates in the same experimental conditions was noted. Generally our spectroscopic analyses are based on a multiplet structure. In this case, the transitions belong to a determined multiplet and produce wavelengths close to each other. Since our semi-empirical analysis is performed on the basis of nearby relative intensities, the wavelength response of the plate does not introduce much error. In theta-pinch spectra, resonance lines are relatively slow and intercombination lines are long lived, so time-resolved spectroscopy is very helpful in spectroscopic analysis. Time-resolved spectroscopy may be used to check the time dependence of the temperature and thus the ionization stages. As a future improvement to our system, we plan to work with this spectroscopic technique, using multichannel

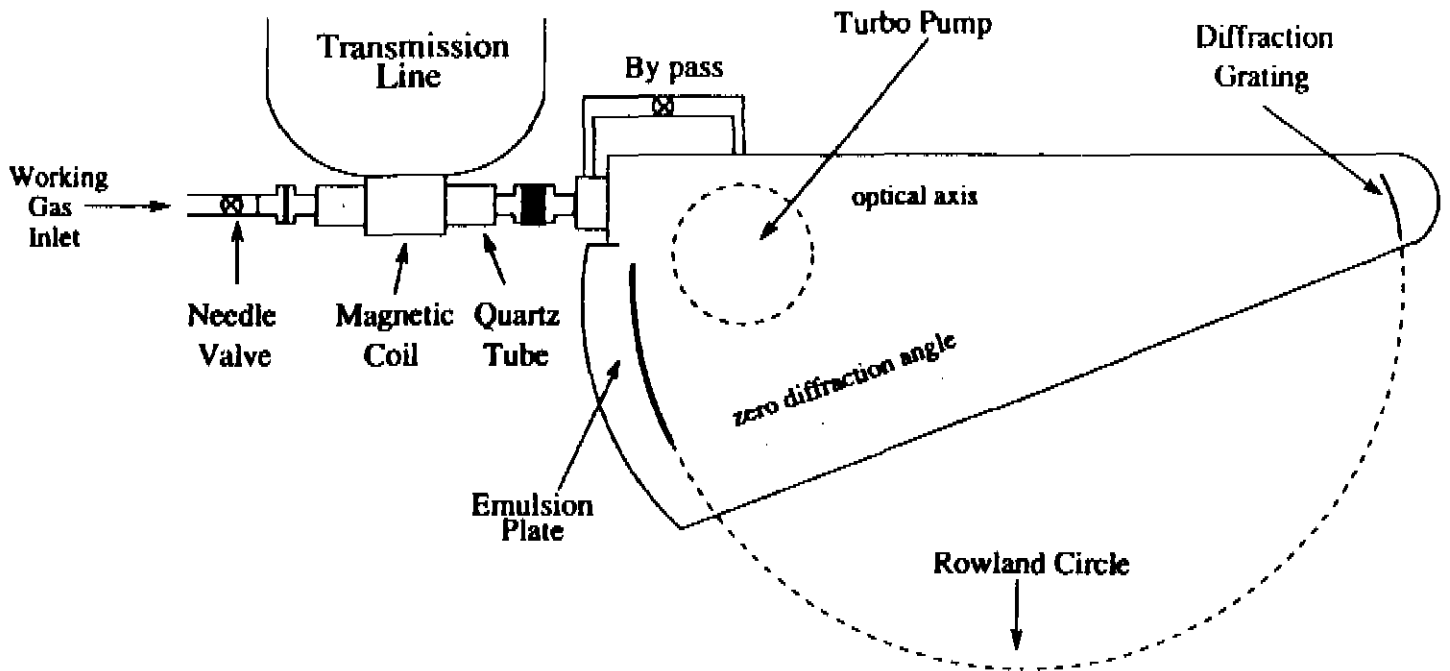


Figure 3. Overview of the theta pinch connected to a 2 m normal incidence VUV spectrograph.

plates or CCDs. CCDs with 10 μm by step are available which means that, with a slight reduction in resolution, we could easily adapt our system to work with time-resolution spectroscopy. Through the focal properties of the spectrograph, the estimated solid angle contributing to the analysed radiation is about 2.5×10^{-4} which corresponds to a small central region (a few millimetres around the optical axis) in the theta-pinch where the plasma is hottest.

As is usual for many spectral sources, there is a mixture of ionization states of investigated gas and impurities. The impurity lines are used as a scale for wavelength determination. The variation of ionization states of impurities is also used for ionic classification, comparing the intensity of the same line in different records.

The exposed plates are read using a microphotometer system NGD 20X20 NIKATA KOHKEI. This equipment can record line intensities and positions with a 1 μm step. However, a 4 μm step is good enough. The data produced are then used in a computational peak finding procedure to produce a table of wavelengths and intensities.

3. Theoretical considerations and some results

The dynamics involved in the capacitor bank discharge may be understood as an RLC discharge. The magnetically induced electric field in the quartz tube produces an electrodeless discharge. This electric field is largest when the magnetic field is close to zero, which is known as the nonadiabatic region [5]. Most of the energy is transferred to the working gas within this small interval in each cycle. In our case, this time corresponds to 5 ns and was obtained self-consistently using the experimental magnetic field profile and the equation of motion of reference [5]. During this time interval, the electric field determines the plasma dynamics, while in the remainder, the dynamics are dictated by the magnetic field. Figure 4 shows a typical discharge curve obtained for the magnetic field in

the magnetic coil without plasma, when the energy stored in the capacitor bank was 1 kJ. The magnetic field rises to about 9 kG and its maximum growth rate is about $1.4 \times 10^{10} \text{ G s}^{-1}$. In this case the decay of the RLC curve is due to the intrinsic transmission line resistance of a few milliohms. Through the decay it is possible to determine the energy transfer condition when plasmas are present by comparison with the curve corresponding to no plasma. The decay curve is a sensitive function of the pressure of the gas filling the quartz tube and may also be used to determine the spark gap conditions. Following Silberg [6], who considered the plasma as an additional resistance, the efficiency (η) is defined as the energy consumed in the plasma divided by the total energy stored in the capacitor bank, or

$$\eta = \frac{\int i^2 R_p dt}{\int i^2 R_t dt} = \frac{\int i^2 R_p dt}{\frac{1}{2} C V^2} = \frac{R_p}{R_p + R_0} \quad (1)$$

where R_t , R_0 and R_p represent the total resistance, resistance without plasma and resistance with plasma respectively. We rewrote equation (1) in terms of oscillogram quantities period T and peak current I . The final form was

$$\eta = 1 - \frac{T_p^3 \ln(I_1/I_2)_p}{T_0^3 \ln(I_1/I_2)_0} \quad (2)$$

where the subscripts p and 0 indicate with and without plasma respectively. The subscript ratio $1/2$ represents readings taken between two consecutive current maxima of the same oscillogram.

Calculation of the spectral distribution from black body radiation is via the Planck function. For a peak electron temperature of 150 eV, it reaches a maximum at 17 Å. As is well known, Wien's displacement law states that the wavelength of the maximal spectral power times the temperature is a constant. Through our spectroscopic measurements, we noted that the theta-pinch radiation distribution also displaces to a lower wavelength region

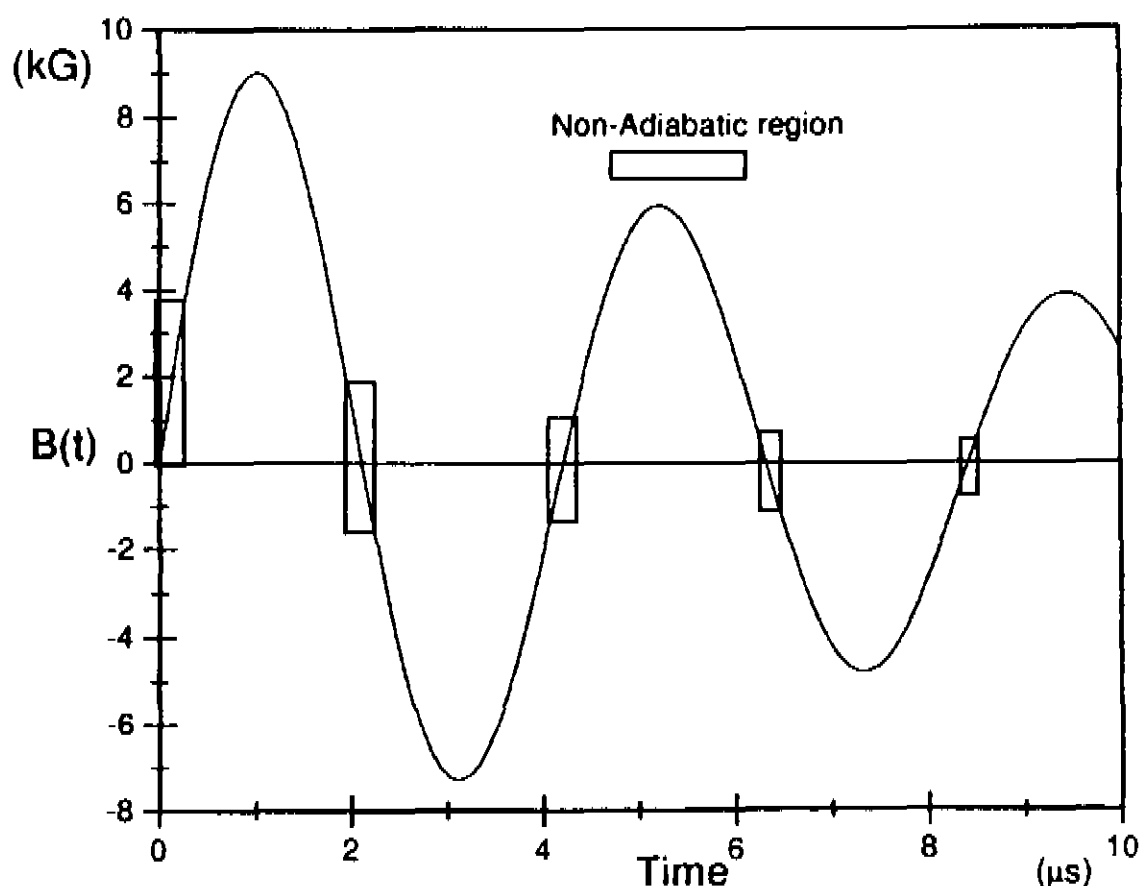


Figure 4. Time dependence of the magnetic field inside the magnetic coil without plasma. The non-adiabatic zone boxes are not to scale; their true value is approximately 5 ns.

as the temperature is increased. For our densities and dimensions the plasma does not radiate as a black body. However, the Planck curve is nevertheless of interest since for a thermal plasma it determines the maximum radiation at any wavelength. Plasma radiation is composed of a continuum with a superimposed line radiation, which allows free-free, free-bound and bound-bound transitions to contribute to the radiation spectrum. For bremsstrahlung radiation, it is enough to consider only electron-ion interactions since electron-electron emissions are important only in relativistic regimes. The bremsstrahlung curve shows a maximum at approximately $43 \text{ \AA}$ for 150 eV. High- Z impurities increase the bremsstrahlung radiation significantly because of the Z^2 dependence on nuclear charge. At long wavelengths such as the visible, the bremsstrahlung curve exhibits the usual $1/\lambda^2$ dependence but at short wavelengths there is a rapid exponential drop in intensity.

An important point in the choice of theta-pinch operation parameters is to take into account the ionization energy of the ion to be investigated. If we want to analyse argon six times ionized (Ar VII), a peak plasma temperature of 140 eV is enough since the ionization energy of Ar VI is 124.32 eV. A further increase in temperature is not necessary. Another important point is to know the wavelength range of the resonant transitions. With our spectrograph, it is impossible, for example, to observe the resonant Ar X spectrum since it falls in the range $29.1 \text{ \AA}$ to $250 \text{ \AA}$.

Traditionally we have worked with noble gases. Recently we injected vapours of alkali metals generated in a conventional oven into the theta-pinch. The theta-

pinch was then used to ionize and to excite these gases. We started with alkali metals because of their low melting point and low ionization potential. Figure 5 shows a partial result of a rubidium spectrum obtained as a result of injecting it into a helium background plasma. The oven temperature was used to adjust the Rb/He ratio. The He filling pressure was slightly less than 1 mTorr and at 200°C the total pressure was about 2 mTorr. The capacitor bank voltage was 12 kV. More recently we have tried to obtain intermediate ionization states of higher melting point atoms like titanium, using sources such as a vacuum spark and hollow cathode to generate the metallic vapour to be injected into the theta-pinch device.

Our spectral analysis follows a standard method, where in most of our works we use the semi-empirical method of Edlén [7], which is used as a guide to identify unknown energy level structures. This method uses an interpolation or extrapolation of data in an isoelectronic sequence. The observed wavenumber (σ_o) minus the calculated one (σ_c) divided by the net charge of the core (ζ) plus an appropriate constant, allows extrapolation of the unknown transitions for the obtained isoelectronic sequence curve. Figure 6 shows a typical curve obtained using this procedure in our Ar VII analysis [8], where the $3s3d(^3D_2)$ – $3p3d(^3D_2)$ transition through the elements of the Mg I isoelectronic sequence can be seen, making use of the ions Cl VI to Mn XIX. The point for Ti XI lies outside the curve, indicating a possible error in identification for this transition. The power of this method lies in the slow variation of $(\sigma_o - \sigma_c)/\zeta$.

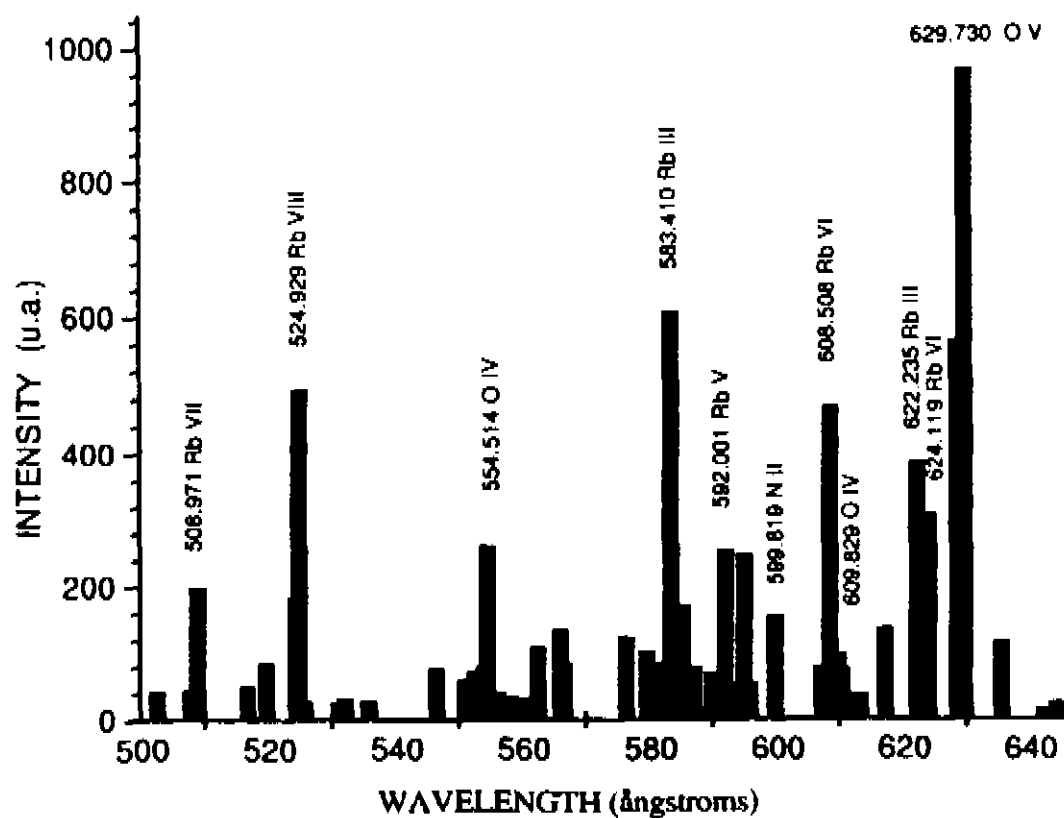


Figure 5. A partial result for the rubidium spectrum obtained with the theta-pinch device.

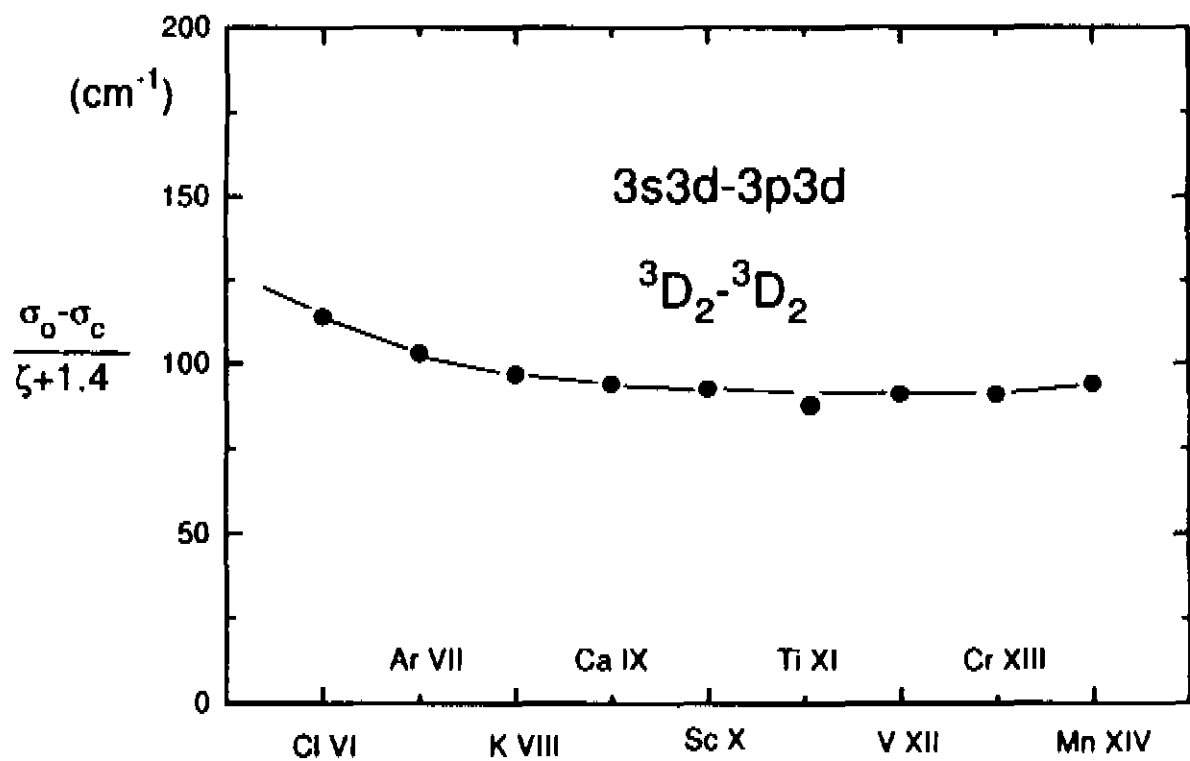


Figure 6. Observed minus calculated Hartree-Fock wavenumbers divided by net charge of the core plus a constant (1.4) for the 3s3d 3D_2 -3p3d 3D_2 transition.

4. Conclusions

In this work we have described a theta-pinch used for experimental studies of energy levels and atomic transitions of ions with intermediate ionization states. We have indicated a possible new application of this device with the production of metallic vapour spectra. Equation (1), for efficiency measurements, has been rewritten in terms of more convenient experimental parameters obtained directly from the oscilloscope. Finally, we have pointed out some interesting features in a theta-pinch design for spectroscopic proposes.

Acknowledgments

The authors are indebted to Dr E Shibuia for the loan of the microphotometer, and to Dr M Machida and Dr C J P Pagan for their inestimable help at the beginning of the research. Our works have been financially supported by Fundação de Amparo  Pesquisa do Estado de São Paulo (FAPESP), Brazil; Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico (CNPq), Brasil and Fundação de Ensino e Pesquisa (FAEP) Unicamp. Computations were carried out in the Professor John David Rogers Computational Center at Unicamp.

References

[1] Trigueiros A G, Machida M, Pagan C J B and Reyna-Almandos J G 1989 *Nucl. Instrum. and Methods A* **280** 589

[2] Trigueiros A G and Jupén C 1996 *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* **56** 713

[3] Hinnov E 1976 *Phys. Rev. A* **14** 1533

[4] Finkenthal M, Bell R E, Moss H W, Bathia A K, Marmar E S, Terry J L. and Rice J E 1981 *Phys. Lett.* **82A** 123

[5] Sato M 1962 *Nuovo Cimento* **XXIII** 1 22

[6] Silberg P A 1966 *J. Appl. Phys.* **37** 5

[7] Edlén B 1964 *Encyclopedia of Physics* ed S Flügge (Berlin: Springer) vol 27 p 80

[8] Trigueiros A G, Mania A J, Gallardo M and Reyna-Almandos J G 1997 *J. Opt. Soc. Am. B* **10** 2463-8

TRABALHO III

Aceito

WEIGHTED OSCILLATOR STRENGTHS AND LIFETIMES FOR THE Si X SPECTRUM

G. H. Cavalcanti^a, F. R. T. Luna^b and A. G. Trigueiros^{b,c}

^aInstituto de Física, Universidade Federal Fluminense, UFF, Campus da Praia Vermelha-Gragoatá, 24210-310 Niterói,

Rio de Janeiro, Brazil, ^bInstituto de Física "Gleb Wataghin", Universidade Estadual de Campinas, UNICAMP,

13083-970 Campinas, São Paulo, Brazil and ^cInstituto de Física, Universidade do Estado do Rio de Janeiro,

UERJ, 20550-013 Maracanã, Rio de Janeiro, RJ, Brazil

Received: _____; *Accepted:* _____

Abstract

The weighted oscillator strengths (gf) and the lifetimes for Si X presented in this work were carried out in a multiconfiguration Hartree-Fock relativistic (HFR) approach. In this calculation, the electrostatic parameters were optimized by a least-squares procedure, in order to improve the adjustment to experimental energy levels. This method produces gf -values that are in better agreement with intensity observations and lifetime values that are closer to the experimental ones. In this work we presented all the experimentally known electric dipole Si X spectral lines. Copyright © 1998 Elsevier Science Ltd

1. INTRODUCTION

The ground state configuration of nine times ionized silicon, Si X, is $1s^2 2s^2 2p$ with the term 2P . Si X belongs to the B I isoelectronic sequence. The ionization potential for Si X is $3\,237\,300\text{ cm}^{-1}$ (401.38 eV). The Si X spectrum was studied for the first time by Ferner,^{1,2} who classified lines in the 272 - 278 Å region. Fawcett^{3,4} and Fawcett et al.⁵ extended the observations and included Si X transitions in the 253-551 Å region. Moore⁶ presented the Ferner's^{1,2} energy levels in the book Atomic Energy Levels. Hoory et al.⁷ extended the short-wavelength classification, 34-57 Å, and classified several of the lines in the 253-292 Å region. Neupert⁸ predicted the $1s^2 2s^2 2p\ ^2P_{3/2} - 1s^2 2s\ 2p^2\ ^2P_{3/2}$ line at 6.84 Å. Doschek⁹ and Neupert et al.¹⁰ observed this line in the solar flare emission. Tousey et al.¹¹, Firth et al.¹², Behring et al.¹³, and Dere¹⁴ classified lines in the solar emission spectrum. Martin and Zalubas¹⁵ summarized the energy levels of Si X spectrum. Kelly¹⁶ presented all known lines of Si X spectrum. The Si X spectrum was studied with the beam-foil technique by Griffin et al.¹⁷ and Träbert et al.¹⁸.

The purpose of this work is to present a review of all known electric dipole transitions of Si X, their oscillator strengths calculated from fitted values of the energy parameters and the lifetimes, calculated by the same method, for all known experimental energy levels. The work we present here was stimulated by the desire to determine weighted oscillator strengths and lifetimes for the Si X spectrum. Both parameters are important in the study of laboratory and solar spectra, as silicon is an astrophysically important element. No extensive source of gf- and lifetime values currently exists for this element.

2. CALCULATION

The oscillator strength $f(\gamma\gamma')$ is a physical quantity related to line intensity I and transition probability $W(\gamma\gamma')$, as given by Sobelman¹⁹:

$$W(\gamma\gamma') = \frac{2\omega^2 e^2}{mc^3} |f(\gamma\gamma')| \quad (1)$$

with,

$$I \propto gW(\gamma\gamma') \propto g|f(\gamma\gamma')| = gf.$$

Here m = electron mass, e = electron charge, γ = initial quantum state, $\omega = (E(\gamma) - E(\gamma'))/\hbar$, $E(\gamma)$ = initial state energy, $g = (2J + 1)$ is the number of degenerate quantum states with angular momentum J (in the formula for the initial state). Quantities with primes refer to the final state.

In the equation above, the weighted oscillator strength, gf , is given by Cowan²⁰:

$$gf = \frac{8\pi^2 m c a_0^2 \sigma}{3h} S, \quad (2)$$

where $\sigma = |E(\gamma) - E(\gamma')|/hc$, h = Planck's constant, c = light velocity, and a_0 = Bohr radius, and the electric dipole line strength is defined by:

$$S = \left| \langle \lambda J \| \mathbf{P}^1 \| \gamma' J' \rangle \right|^2. \quad (3)$$

This quantity is a measure of the total strength of the spectral line, including all possible transitions between $\mathbf{m}$, $\mathbf{m}'$ different J_z eigenstates. The tensor operator $\mathbf{P}^1$ (first order) in the reduced matrix element is the classical dipole moment for the atom in units of $-ea_0$.

To obtain gf , we need to calculate S first, or its square root:

$$S_{\gamma\gamma'}^{1/2} = \langle \gamma J \| \mathbf{P}^1 \| \gamma' J' \rangle. \quad (4)$$

In a multiconfiguration calculation we have to expand the wavefunction $|\gamma J\rangle$ in terms of single configuration wavefunctions, $|\beta J\rangle$, for both upper and lower levels:

$$|\gamma J\rangle = \sum_{\beta} y_{\beta J}^{\gamma} |\beta J\rangle. \quad (5)$$

Therefore, we can have the multiconfigurational expression for $S_{\gamma\gamma'}^{1/2}$:

$$S_{\gamma\gamma'}^{1/2} = \sum_{\beta} \sum_{\beta'} y_{\beta J}^{\gamma} \langle \beta J \| \mathbf{P}^1 \| \beta' J' \rangle y_{\beta' J'}^{\gamma'}. \quad (6)$$

The probability per unit time of an atom in a specific state γJ to make a spontaneous transition to any state with lower energy is

$$P(\gamma J) = \sum A(\gamma J, \gamma' J'), \quad (7)$$

where: $A(\gamma J, \gamma' J')$ is the Einstein spontaneous emission transition probability rate for a transition from the γJ to the $\gamma' J'$ state. The sum is over all $\gamma' J'$ states with $E(\gamma' J') < E(\gamma J)$.

The Einstein probability rate is related to gf with the following relation given by Cowan²⁰:

$$gA = \frac{8\pi^2 e^2 \sigma^2}{mc} gf \quad (8)$$

Since the natural lifetime $\tau(\gamma J)$ is the inverse of the probability $P(\gamma J)$, then:

$$\tau(\gamma J) = \left(\sum A(\gamma J, \gamma' J') \right)^{-1} \quad (9)$$

Natural lifetime is applicable to an isolated atom. Interaction with matter or radiation will reduce the lifetime of a state.

The values of gf and lifetimes given in Tables I and II respectively were calculated according to these equations.

In order to obtain best values for oscillator strengths, we calculated the reduced matrix elements P^1 by using optimized values of energy parameters which were adjusted from a least-squares calculation. In this adjustment, the code tries to fit experimental energy values by varying the electrostatic parameters. This procedure improves σ values used in eq. (2) and $y_{\beta J}^{\gamma}$ and $y_{\beta J}^{\gamma'}$ values used in eq. (6). The energy parameters of this calculation are given by Cavalcanti²¹.

3. DISCUSSION

The theoretical predictions for the energy levels of the configurations were obtained by diagonalizing the energy matrices with appropriate Hartree-Fock relativistic (HFR) values for the energy parameters. For this purpose the computer code developed by Cowan²⁰ was used. The interpretation of the configuration level structures were made by a least-squares fit of the observed levels. More details of the calculations and the tables with the theoretical Hartree-Fock parameters and their fitting values can be found in Cavalcanti²¹. The energy level values were determined from the observed wavelengths by an interactive optimization procedure using the program ELCALC, Radziemsky and Kaufman²², in which the individual wavelengths are weighted according to their uncertainties. The energy levels adjusted by this method were used to optimize the electrostatic parameters by a least-squares procedure, and finally these optimized parameters were used again to calculate the *gf*- and lifetimes values. This method produces *gf*-values that are in better agreement with line intensity observations and lifetimes values that are closer to the experimental ones.

Our results for *gf*-values are in good agreement with Flower and Nussbaumer²³ calculations. For the transitions $2s^22p \ ^2P_{1/2,3/2} - 2s2p^2 \ ^2S_{1/2,1/2}$ our results are 1.18×10^{-1} and 1.02×10^{-1} ; Flower and Nussbaumer results are 1.27×10^{-1} and 1.06×10^{-1} . For the multiplet $2s^22p \ ^2P_{1/2,3/2} - 2s2p^2 \ ^2P_{1/2,3/2}$ our results are 1.84×10^{-1} , 1.09×10^{-1} , 1.57×10^{-1} and 5.82×10^{-1} ; Flower and Nussbaumer results are 1.80×10^{-1} , 1.09×10^{-1} , 1.62×10^{-1} and 5.8×10^{-1} .

There is also good agreement within the results of lifetime measurements by Träbert et al.²⁴ and our semiempirical calculations. Some results for Träbert et al.²⁴ are: $2p^3\ ^2D_{5/2}(\tau=175\pm10\text{ ps})$, $2s2p^2\ ^2P_{3/2}(\tau=58\pm5\text{ ps})$ and $2s2p^2\ ^2P_{1/2}(\tau=58\pm5\text{ ps})$. Our results for the same levels are: $\tau=177,3\text{ ps}$, $58,8\text{ ps}$ and $57,6\text{ ps}$.

We have thus presented all known electric dipole transitions in Si X, their oscillator strengths, and lifetimes values for experimental known energy levels. The present work is part of an ongoing program to obtain weighted oscillator strengths, gf , and lifetimes for elements of astrophysical importance. The work for Si V and Si VII were concluded, Trigueiros and Jupén,²⁵ Coutinho and Trigueiros.²⁶

Acknowledgments - This work was financially supported by the Fundação de Amparo à Pesquisa do Estado de São Paulo (FAPESP), Brazil, and by Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico (CNPq), Brazil. Computations were carried out at the Prof. John David Rogers Computational Centre, UNICAMP.

G. H. Cavalcanti: gildo@if.uff.br

F. R. T. Luna: tamariz@if.unicamp.br

A. G. Trigueiros: agtri@if.unicamp.br and tri@uerj.br

REFERENCES

1. Ferner, E., *Ark. Mat. Astr. Fys.*, 1941, **28A**, 1.
2. Ferner, E., *Ark. Mat. Astr. Fys.*, 1948, **36A**, 1.
3. Fawcett, B. C., *J. Phys. B: Atom. Molec. Phys.*, 1970, **3**, 1152.
4. Fawcett, B. C., *At. Data Nucl. Data Tables*, 1975, **16**, 135.
5. Fawcett, B. C., Gabriel, A. H. and Paget, T. M., *J. Phys. B: Atom. Molec. Phys.*, 1971, **4**, 986.
6. Moore, C. E., *Nat. Stand Ref. Data Ser., Nat. Bur. Stand. (U.S.)*, 1971, **35/ V. I**, 359.
7. Hoory, S., Goldsmith, S., Feldman, U., Behring, W. and Cohen, L., *J. Opt. Soc. Am.*, 1971, **61**, 504.
8. Neupert, W. M., *Solar Phys.*, 1971, **18**, 474.
9. Doschek, G. A., *Space Sci. Rev.*, 1972, **13**, 765.
10. Neupert, W. M., Swartz, M. and Kastner, S. O., *Solar Phys.*, 1973, **31**, 171.
11. Tousey, R., Austin, W. E., Purcell, J. D. and Widing, K. G., *Ann. Astrophys.*, 1965, **28**, 755.
12. Firth, J. G., Freeman, F. F., Gabriel, A. H., Jones, B. B., Jordan, C., Negus, C. R., Shenton, D. B. and Turner, R. F., *Mon. Not. R. Astr. Soc.*, 1974, **166**, 543.
13. Behring, W. E., Cohen, L., Feldman, U. and Doschek, G. A., *Astrophys. J.*, 1976, **203**, 521.
14. Dere, K. P., *Astrophys. J.*, 1978, **221**, 1062.
15. Martin, W. C. and Zalubas, R., *J. Phys. Chem. Ref. Data*, 1983, **12**, 368.
16. Kelly, R. L., *J. Phys. Chem. Ref. Data*, 1987, **16**, 283.
17. Griffin, P. M., Pegg, D. J. and Sellin, I. A., in *Beam-Foil Spectroscopy*, **1**, 321. Edited by Ivan A. Sellin and David J. Pegg, Plenum Press, New York, 1976.
18. Träbert, E., Brand, K., Buttler, H. V. and Heckmann, P. H., *Z. Physik A*, 1976, **279**, 127.
19. Sobelman, I., *Atomic Transitions and Radiative Transitions*, Springer, Berlin, 1979.
20. Cowan, R. D., *The Theory of Atomic Structure and Spectra*, Univ. California Press, Berkeley, 1981.
21. Cavalcanti, G. H., *UNICAMP Reports on Atomic and Molecular Physics*, "Hartree-Fock and Fit Parameters for Si X Spectrum ", URAMP, 1997.
22. Radziemsky, L. J. and Kaufman, V., *J. Opt. Soc. Am.*, 1969, **59**, 424.
23. Flower, D. R. and Nussbaumer, H., *Astron. & Astrophys.*, 1975, **45**, 349.
24. Träbert, E., Heckmann, P. H. and v Buttler H., *Z. Physik A*, 1977, **281**, 333.
25. Trigueiros, A. G. and Jupén, C., *JQSRT*, 1996, **56**, 42.
26. Coutinho, L. H. and Trigueiros, A. G., *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 1998, **115**, 315.

Table 1. Weighted oscillator strengths and spectral lines for the Si X spectrum

gf	Int.	Wavelengths (Å)		Levels(cm^{-1})			Configurations		Terms	J-J	Ref.
		Observed	Calculated	Lower	-	Upper					
2.08×10^{-1}	13	6.846	6.846	6978	-	14607000	$1s^2 2s^2 2p$	$1s 2s^2 2p^2$	$2P^0-2P$	3/2-1/2	9,10
1.41×10^{-2}	5	34.040	34.040	6978	-	2944698	$2s^2 2p$	$2s 2p(^3P^0)5p$	$2P^0-2P$	3/2-3/2	7
1.00×10^{-1}	5	34.238	34.238	6978	-	2927683	$2s^2 2p$	$2s^2 6d$	$2P^0-2D$	3/2-5/2	7
1.50×10^{-2}	10	35.310	35.310	287834	-	3119893	$2s 2p^2$	$2s 2p(^1P^0)5d$	$2D-2D^0$	5/2-5/2	7
1.27×10^{-1}	10	35.353	35.353	287834	-	3116448	$2s 2p^2$	$2s 2p(^1P^0)5d$	$2D-2F^0$	5/2-7/2	7
7.20×10^{-2}	5	35.656	35.656	164349	-	2968926	$2s 2p^2$	$2s 2p(^3P^0)5d$	$4P-4P^0$	3/2-5/2	7
2.47×10^{-1}	20	35.709	35.709	167940	-	2968354	$2s 2p^2$	$2s 2p(^3P^0)5d$	$4P-4D^0$	5/2-7/2	7
2.30×10^{-1}	40	35.838	35.838	167940	-	2958274	$2s 2p^2$	$2p^2(^3P^0)4p$	$4P-4D^0$	5/2-7/2	7
1.88×10^{-1}	20	35.932	35.932	6978	-	2790013	$2s^2 2p$	$2s^2 5d$	$2P^0-2D$	3/2-5/2	7
8.93×10^{-2}	20	37.159	37.156	0	-	2691372	$2s^2 2p$	$2s 2p(^3P^0)4p$	$2P^0-2D$	1/2-3/2	7
1.98×10^{-1}	20	37.206	37.201	6978	-	2695106	$2s^2 2p$	$2s 2p(^3P^0)4p$	$2P^0-2D$	3/2-5/2	7
4.71×10^{-2}	10	37.248	37.252	6978	-	2691372	$2s^2 2p$	$2s 2p(^3P^0)4p$	$2P^0-2D$	3/2-3/2	7
5.10×10^{-2}	60	38.830	38.831	287834	-	2863077	$2s 2p^2$	$2s 2p(^1P^0)4d$	$2D-2D^0$	5/2-5/2	7
1.79×10^{-1}	40	39.175	39.175	164349	-	2716998	$2s 2p^2$	$2s 2p(^1P^0)4d$	$4P-4P^0$	3/2-3/2	7
5.60×10^{-2}	50	39.203	39.230	164349	-	2715174	$2s 2p^2$	$2s 2p(^3P^0)4d$	$4P-4P^0$	3/2-5/2	7
1.28×10^{-1}	50	39.264	39.264	164349	-	2711243	$2s 2p^2$	$2s 2p(^3P^0)4d$	$4P-4D^0$	3/2-5/2	7
9.12×10^{-1}	80	39.305	39.305	167940	-	2712145	$2s 2p^2$	$2s 2p(^3P^0)4d$	$4P-4D^0$	5/2-7/2	7
2.53×10^{-1}	50	39.443	39.443	0	-	2535304	$2s^2 2p$	$2s^2 4d$	$2P^0-2D$	1/2-3/2	7
4.52×10^{-1}	70	39.552	39.552	6978	-	2535304	$2s^2 2p$	$2s^2 4d$	$2P^0-2D$	3/2-5/2	7
1.57×10^{-2}	10	40.407	40.407	6978	-	2481797	$2s^2 2p$	$2s^2 4s$	$2P^0-2S$	3/2-1/2	7
3.59×10^{-2}	5	40.503	40.500	394052	-	2863077	$2s 2p^2$	$2s 2p(^1P^0)4d$	$2P-2D^0$	3/2-5/2	7
1.01×10^0	30	41.023	41.023	287834	-	2725491	$2s 2p^2$	$2s 2p(^3P^0)4d$	$2D-2F^0$	5/2-7/2	7
6.28×10^{-1}	30	41.086	41.086	287846	-	2721765	$2s 2p^2$	$2s 2p(^3P^0)4d$	$2D-2F^0$	3/2-5/2	7
1.28×10^{-2}	30	44.521	44.519	0	-	2246249	$2s^2 2p$	$2s 2p(^1P^0)3p$	$2P^0-2S$	1/2-1/2	7
1.14×10^{-2}	30	44.655	44.657	6978	-	2246249	$2s^2 2p$	$2s 2p(^1P^0)3p$	$2P^0-2S$	3/2-1/2	7
7.95×10^{-2}	20	44.719	44.719	0	-	2236186	$2s^2 2p$	$2s 2p(^1P^0)3p$	$2P^0-2P$	1/2-1/2	7
2.30×10^{-2}	30	44.830	44.830	6978	-	2237610	$2s^2 2p$	$2s 2p(^1P^0)3p$	$2P^0-2P$	3/2-3/2	7
5.70×10^{-2}	30	44.855	44.831	6978	-	2237585	$2s^2 2p$	$2s 2p(^1P^0)3p$	$2P^0-2D$	3/2-5/2	7
1.57×10^{-1}	60	44.979	44.979	167940	-	2391200	$2s 2p^2$	$2p^2(^3P^0)3p$	$4P-4S^0$	5/2-3/2	7
2.84×10^{-1}	5	45.606	45.606	167940	-	2360634	$2s 2p^2$	$2p^2(^3P^0)3p$	$4P-4P^0$	5/2-5/2	7
3.00×10^{-1}	60	45.684	45.684	167940	-	2356890	$2s 2p^2$	$2p^2(^3P^0)3p$	$4P-4D^0$	5/2-7/2	7
3.10×10^{-1}	30	46.563	46.563	287834	-	2435462	$2s 2p^2$	$2p^2(^1D)3p$	$2D-2D^0$	5/2-5/2	7
8.52×10^{-2}	20	46.895	46.892	0	-	2132560	$2s^2 2p$	$2s 2p(^3P^0)3p$	$2P-2S^0$	1/2-1/2	7
1.98×10^{-1}	50	47.043	47.046	6978	-	2132560	$2s^2 2p$	$2s 2p(^3P^0)3p$	$2P^0-2S$	3/2-1/2	7
4.88×10^{-1}	50	47.489	47.489	0	-	2105757	$2s^2 2p$	$2s 2p(^3P^0)3p$	$2P^0-2D$	1/2-3/2	7
9.08×10^{-1}	50	47.545	47.545	6978	-	2110249	$2s^2 2p$	$2s 2p(^3P^0)3p$	$2P^0-2D$	3/2-5/2	1,2
1.02×10^{-1}	20	48.381	48.358	0	-	2067896	$2s^2 2p$	$2s 2p(^3P^0)3p$	$2P^0-2P$	1/2-3/2	7

Table 1. Weighted oscillator strengths and spectral lines for the Si X spectrum, Continued

gf	Int.	Wavelengths (Å)		Levels(cm^{-1})		Configurations		Terms	J-J	Ref.
		Observed	Calculated	Lower	Upper					
1.87×10^{-1}	40	48.440	48.436	0	- 2064586	$2s^2 2p$	- $2s 2p(^3P^0)3p$	$2P^0-^2P$	1/2-1/2	7
3.50×10^{-1}	10	48.553	48.522	6978	- 2067896	$2s^2 2p$	- $2s 2p(^3P^0)3p$	$2P^0-^2P$	3/2-3/2	1.2
7.43×10^{-2}	20	48.596	48.600	6978	- 2064586	$2s^2 2p$	- $2s 2p(^3P^0)3p$	$2P^0-^2P$	3/2-1/2	7
2.30×10^{-2}	10	49.182	49.182	287834	- 2321108	$2s 2p^2$	- $2s 2p(^1P^0)3d$	$^2D-^2P^0$	5/2-3/2	7
2.58×10^{-1}	50	49.441	49.430	287834	- 2310894	$2s 2p^2$	- $2s 2p(^1P^0)3d$	$^2D-^2D^0$	5/2-5/2	7
2.57×10^0	10	49.701	49.701	287834	- 2299866	$2s 2p^2$	- $2s 2p(^1P^0)3d$	$^2D-^2F^0$	5/2-7/2	1.2
1.17×10^{-1}	60	49.984	49.971	161928	- 2163019	$2s 2p^2$	- $2s 2p(^3P^0)3d$	$^4P-^4P^0$	1/2-3/2	7
5.92×10^{-1}	90	50.018	50.033	164349	- 2163019	$2s 2p^2$	- $2s 2p(^3P^0)3d$	$^4P-^4P^0$	3/2-3/2	7
6.78×10^{-1}	70	50.124	50.123	167940	- 2163019	$2s 2p^2$	- $2s 2p(^3P^0)3d$	$^4P-^4P^0$	5/2-3/2	7
1.90×10^0	50	50.154	50.154	167940	- 2161799	$2s 2p^2$	- $2s 2p(^3P^0)3d$	$^4P-^4P^0$	5/2-5/2	1
1.30×10^0	70	50.254	50.254	161928	- 2151819	$2s 2p^2$	- $2s 2p(^3P^0)3d$	$^4P-^4D^0$	1/2-3/2	2.7
2.38×10^0	50	50.305	50.302	164349	- 2152353	$2s 2p^2$	- $2s 2p(^3P^0)3d$	$^4P-^4D^0$	3/2-5/2	1
4.67×10^0	50	50.333	50.359	167940	- 2154712	$2s 2p^2$	- $2s 2p(^3P^0)3d$	$^4P-^4D^0$	5/2-7/2	1
6.40×10^{-3}	10	50.390	50.393	167940	- 2152353	$2s 2p^2$	- $2s 2p(^3P^0)3d$	$^4P-^4D^0$	5/2-5/2	7
1.30×10^0	50	50.524	50.524	0	- 1979251	$2s^2 2p$	- $2s^2 3d$	$^2P^0-^2D$	1/2-3/2	1.2
2.33×10^0	10	50.691	50.691	6978	- 1979714	$2s^2 2p$	- $2s^2 3d$	$^2P^0-^2D$	3/2-5/2	1.2
2.49×10^0	10	51.635	51.636	510148	- 2446779	$2p^3$	- $2p^2(^3P)3d$	$^4S^0-^4P$	3/2-3/2	2
3.69×10^0	20	51.676	51.676	510148	- 2445282	$2p^3$	- $2p^2(^3P)3d$	$^4S^0-^4P$	3/2-5/2	1.2
1.46×10^0	50	52.070	52.070	390056	- 2310541	$2s 2p^2$	- $2s 2p(^1P^0)3d$	$^2P-^2D^0$	1/2-3/2	1.2
5.68×10^{-2}	10	52.155	52.169	394052	- 2310894	$2s 2p^2$	- $2s 2p(^1P^0)3d$	$^2P-^2D^0$	3/2-5/2	1.2
3.24×10^0	10	52.485	52.485	287834	- 2193140	$2s 2p^2$	- $2s 2p(^3P^0)3d$	$^2D-^2F^0$	5/2-7/2	1.2
2.12×10^0	50	52.611	52.611	287846	- 2188589	$2s 2p^2$	- $2s 2p(^3P^0)3d$	$^2D-^2F^0$	3/2-5/2	1.2
1.50×10^{-2}	10	53.463	53.463	287846	- 2158298	$2s 2p^2$	- $2s 2p(^1P^0)3s$	$^2D-^2P^0$	3/2-1/2	2
6.26×10^{-1}	50	53.573	53.572	287834	- 2154475	$2s 2p^2$	- $2s 2p(^3P^0)3d$	$^2D-^2D^0$	5/2-5/2	1.2
5.73×10^{-1}	50	53.595	53.633	287846	- 2153691	$2s 2p^2$	- $2s 2p(^3P^0)3d$	$^2D-^2D^0$	3/2-3/2	1.2
1.74×10^{-1}	50	54.462	54.463	164349	- 2000453	$2s 2p^2$	- $2s 2p(^3P^0)3s$	$^4P-^4P^0$	3/2-5/2	1
1.58×10^{-1}	50	54.522	54.524	161928	- 1995999	$2s 2p^2$	- $2s 2p(^3P^0)3s$	$^4P-^4P^0$	1/2-3/2	1.2
3.99×10^{-1}	50	54.571	54.570	167940	- 2000453	$2s 2p^2$	- $2s 2p(^3P^0)3s$	$^4P-^4P^0$	5/2-5/2	1
1.06×10^0	50	54.599	54.599	367652	- 2199187	$2s 2p^2$	- $2s 2p(^3P^0)3d$	$^2S-^2P^0$	1/2-3/2	1.2
1.55×10^{-1}	10	54.664	54.663	164349	- 1993727	$2s 2p^2$	- $2s 2p(^3P^0)3s$	$^4P-^4P^0$	3/2-1/2	1
1.69×10^{-1}	10	54.702	54.703	167940	- 1995999	$2s 2p^2$	- $2s 2p(^3P^0)3s$	$^4P-^4P^0$	5/2-3/2	1
1.21×10^{-1}	10	55.096	55.096	6978	- 1821992	$2s^2 2p$	- $2s^2 3s$	$^2P^0-^2S$	3/2-1/2	7
2.63×10^{-1}	50	56.680	56.680	394052	- 2158343	$2s 2p^2$	- $2s 2p(^1P^0)3s$	$^2P-^2P^0$	3/2-3/2	1.2
9.08×10^{-1}	50	56.804	56.805	394052	- 2154475	$2s 2p^2$	- $2s 2p(^3P^0)3d$	$^2P-^2D^0$	3/2-5/2	1.2
1.91×10^{-1}	20	57.209	57.209	287834	- 2035810	$2s 2p^2$	- $2s 2p(^3P^0)3s$	$^2D-^2P^0$	5/2-3/2	1.2
1.01×10^{-1}	80	57.365	57.365	287846	- 2031069	$2s 2p^2$	- $2s 2p(^3P^0)3s$	$^2D-^2P^0$	3/2-1/2	7

Table 1. Weighted oscillator strengths and spectral lines for the Si X spectrum, Continued

gf	Int.	Wavelengths (Å)		Levels(cm^{-1})		Configurations		Terms	J-J
		Observed	Calculated	Lower	Upper				
8.00×10^{-3}	20	60.151	60.164	575475	- 2237585	$2p^3$	- $2s2p(^1P^0)3p$	$^2D^0, ^2D$	5/2-5/2
9.00×10^{-5}	10	62.251	62.251	394052	- 2000453	$2s2p^2$	- $2s2p(^3P^0)3s$	$^2P, ^4P^0$	3/2-5/2
1.50×10^{-3}	50	64.772	64.772	394052	- 1937929	$2s2p^2$	- $2s^23p$	$^2P, ^2P^0$	3/2-1/2
1.00×10^{-4}	10	66.726	66.726	510148	- 2009500	$2p^3$	- $2s^23d$	$^4S^0, ^2P$	3/2-3/2
2.30×10^{-3}	20	66.977	67.005	575475	- 2067896	$2p^3$	- $2s2p(^3P^0)3p$	$^2D^0, ^2P$	5/2-3/2
9.00×10^{-5}		101.640	101.640	2132560	- 3116427	$2s2p(^3P^0)3p$	- $2s2p(^1P^0)5d$	$^2S, ^2D^0$	1/2-3/2
1.10×10^{-2}	50	113.100	113.133	1979251	- 2863164	$2s^23d$	- $2s2p(^1P^0)4d$	$^2D, ^2F^0$	3/2-5/2
1.03×10^{-2}	20	114.900	114.919	2246249	- 3116427	$2s2p(^1P^0)3p$	- $2s2p(^1P^0)5d$	$^2S, ^2D^0$	1/2-3/2
9.00×10^{-5}	20	126.000	126.007	1995999	- 2789606	$2s2p(^3P^0)3s$	- $2s^25d$	$^4P^0, ^2D$	3/2-3/2
9.00×10^{-5}	50	129.400	129.371	2154712	- 2927683	$2s2p(^3P^0)3d$	- $2s^26d$	$^4D^0, ^2D$	7/2-5/2
5.00×10^{-3}		132.030	132.029	2105757	- 2863164	$2s2p(^3P^0)3p$	- $2s2p(^1P^0)4d$	$^2D, ^2D^0$	5/2-5/2
9.00×10^{-5}		136.860	136.860	2132560	- 2863234	$2s2p(^3P^0)3p$	- $2s2p(^1P^0)4d$	$^2S, ^2D^0$	1/2-3/2
5.00×10^{-3}		143.030	143.040	1995999	- 2695106	$2s2p(^3P^0)3s$	- $2s2p(^3P^0)4p$	$^4P^0, ^2D$	3/2-5/2
9.00×10^{-5}	50	149.400	149.332	2446779	- 3116427	$2p^2(^3P)3d$	- $2s2p(^1P^0)5d$	$^4P, ^2D^0$	3/2-3/2
9.00×10^{-5}	50	159.300	159.282	2299866	- 2927683	$2s2p(^1P^0)3d$	- $2s^26d$	$^2F^0, ^2D$	7/2-5/2
9.00×10^{-5}	50	159.600	159.595	2163019	- 2789606	$2s2p(^3P^0)3d$	- $2s^25d$	$^4P^0, ^2D$	3/2-3/2
9.00×10^{-5}	20	162.000	162.037	2310541	- 2927683	$2s2p(^1P^0)3d$	- $2s^26d$	$^2D^0, ^2D$	3/2-5/2
1.00×10^{-3}	50	164.900	164.860	2321108	- 2927683	$2s2p(^1P^0)3d$	- $2s^26d$	$^2P^0, ^2D$	3/2-5/2
1.33×10^0	50	168.000	168.000	1940057	- 2535295	$2s^23p$	- $2s^24d$	$^2P^0, ^2D$	3/2-5/2
9.00×10^{-5}	50	176.400	176.351	2360634	- 2927683	$2p^2(^3P)3p$	- $2s^26d$	$^4P^0, ^2D$	5/2-5/2
9.00×10^{-5}	50	185.600	185.522	2152353	- 2691372	$2s2p(^3P^0)3d$	- $2s2p(^3P^0)4p$	$^4D^0, ^2D$	5/2-3/2
9.00×10^{-5}	50	207.100	207.018	164349	- 647400	$2s2p^2$	- $2p^3$	$^4P, ^2P^0$	3/2-3/2
9.00×10^{-5}	50	211.100	211.134	2237610	- 2711243	$2s2p(^1P^0)3p$	- $2s2p(^3P^0)4d$	$^2P, ^4D^0$	3/2-5/2
9.00×10^{-5}	50	220.800	220.725	1993727	- 2446779	$2s2p(^3P^0)3s$	- $2p2(^3P)3d$	$^4P^0, ^4P$	1/2-3/2
9.00×10^{-5}	20	233.600	233.600	2105757	- 2533839	$2s2p(^3P^0)3p$	- $2s^24p$	$^2D, ^2P^0$	3/2-1/2
1.09×10^{-1}	70	253.772	253.773	0	- 394052	$2s^22p$	- $2s2p^2$	$^2P^0, ^2P$	1/2-3/2
1.84×10^{-1}	300	256.370	256.373	0	- 390056	$2s^22p$	- $2s2p^2$	$^2P^0, ^2P$	1/2-1/2
5.82×10^{-1}	120	258.347	258.348	6978	- 394052	$2s^22p$	- $2s2p^2$	$^2P^0, ^2P$	3/2-3/2
1.57×10^{-1}	50	261.045	261.043	6978	- 390056	$2s^22p$	- $2s2p^2$	$^2P^0, ^2P$	3/2-1/2
1.18×10^{-1}	40	271.995	271.996	0	- 367652	$2s^22p$	- $2s2p^2$	$^2P^0, ^2S$	1/2-1/2
1.02×10^{-1}	50	277.261	277.259	6978	- 367652	$2s^22p$	- $2s2p^2$	$^2P^0, ^2S$	3/2-1/2
3.09×10^{-1}		278.107	278.113	287834	- 647400	$2s2p^2$	- $2p^3$	$^2D, ^2P^0$	5/2-3/2
1.86×10^{-1}	10	278.610	278.626	287846	- 646749	$2s2p^2$	- $2p^3$	$^2D, ^2P^0$	3/2-1/2
1.37×10^{-1}	50	287.160	287.175	161928	- 510148	$2s2p^2$	- $2p^3$	$^4P, ^4S^0$	1/2-3/2
2.73×10^{-1}	10	289.186	289.186	164349	- 510148	$2s2p^2$	- $2p^3$	$^4P, ^4S^0$	3/2-3/2
4.05×10^{-1}	60	292.220	292.220	167940	- 510148	$2s2p^2$	- $2p^3$	$^4P, ^4S^0$	5/2-3/2

Table 1. Weighted oscillator strengths and spectral lines for the Si X spectrum, Continued

gf	Int.	Wavelengths (Å)		Levels(cm^{-1})			Configurations			Terms	J-J	Ref.
		Observed	Calculated	Lower		Upper						
1.39×10^{-1}	40	347.417	347.408	0	-	287846	$2s^2 2p$	-	$2s 2p^2$	$^2P^0-^2D$	1/2-3/2	4
4.58×10^{-1}	200	347.646	347.655	287846	-	575475	$2s 2p^2$	-	$2p^3$	$^2D-^2D^0$	3/2-5/2	18
2.78×10^{-1}	10	347.695	347.707	287846	-	575432	$2s 2p^2$	-	$2p^3$	$^2D-^2D^0$	3/2-3/2	18
2.32×10^{-1}	40	356.051	356.055	6978	-	287834	$2s^2 2p$	-	$2s 2p^2$	$^2P^0-^2D$	3/2-5/2	4
1.28×10^{-1}	50	357.470	357.465	367652	-	647400	$2s 2p^2$	-	$2p^3$	$^2S-^2P^0$	1/2-3/2	17,18
2.48×10^{-2}		358.300	358.298	367652	-	646749	$2s 2p^2$	-	$2p^3$	$^2S-^2P^0$	1/2-1/2	3,18
1.57×10^{-1}		388.590	388.586	390052	-	647400	$2s 2p^2$	-	$2p^3$	$^2P-^2P^0$	1/2-3/2	3,18
1.71×10^{-1}		389.570	389.570	390052	-	646749	$2s 2p^2$	-	$2p^3$	$^2P-^2P^0$	1/2-1/2	3,18
3.83×10^{-1}		394.710	394.715	394052	-	647400	$2s 2p^2$	-	$2p^3$	$^2P-^2P^0$	3/2-3/2	3,18
6.69×10^{-2}		395.730	395.731	394052	-	646749	$2s 2p^2$	-	$2p^3$	$^2P-^2P^0$	3/2-1/2	3,18
7.80×10^{-3}		481.273	481.278	367652	-	575432	$2s 2p^2$	-	$2p^3$	$^2S-^2D^0$	1/2-3/2	18
1.72×10^{-1}		539.440	539.444	390056	-	575432	$2s 2p^2$	-	$2p^3$	$^2P-^2D^0$	1/2-3/2	3,18
2.92×10^{-1}		551.200	551.198	394052	-	575475	$2s 2p^2$	-	$2p^3$	$^2P-^2D^0$	3/2-5/2	3,18
2.72×10^{-2}		551.320	551.329	394052	-	575432	$2s 2p^2$	-	$2p^3$	$^2P-^2D^0$	3/2-3/2	18

gf- weighted oscillator strengths for atomic transition obtained by the method described in section 2.

Int.- observed line intensities.

Wavelength (Å) calculated- wavelength corresponding to the energy levels difference between the experimental adjusted energy level values.

Levels (cm^{-1})- the numerical values of the energy levels are the obtained by a optimized procedure using the program ELCALC.

Configurations, terms and J-J- Level designations for the transition, including configuration, parentage, term and total angular momentum. For pratical purpose we show them in three separate columns.

Ref.- number of the reference used in this work.

Table 2. Lifetimes for the Si X Spectrum

Configuration	Terms	Energy	Lifetimes (ns)	Configuration	Terms	Energy	Lifetimes (ns)
$1s^2 2s^2 2p$	$2P_{1/2}$	0	-	$1s^2 2s 2p(^3P^0)4d$	$4P_{3/2}$	2716998	0.0040
	$2P_{3/2}$	6978	-		$2F_{5/2}$	2721765	0.0020
$1s^2 2p^3$	$4S_{3/2}$	510148	0.1215	$1s^2 2s 2p(^1P^0)4d$	$2F_{7/2}$	2725491	0.0020
	$2D_{3/2}$	575432	0.1999		$2D_{5/2}$	2863077	0.0020
	$2D_{5/2}$	575475	0.1773		$2D_{3/2}$	2863234	0.0020
	$2P_{1/2}$	646749	0.0725	$1s^2 2p^2(^3P)4p$	$2F_{5/2}$	2863163	0.0040
	$2P_{3/2}$	647400	0.1418		$4D_{7/2}$	2958274	0.0060
$1s^2 2s^2 3p$	$2P_{1/2}$	1937929	0.0326	$1s^2 2s 2p(^3P^0)5d$	$4D_{7/2}$	2968354	0.0140
	$2P_{3/2}$	1940057	0.1758		$4D_{5/2}$	2968926	0.0140
$1s^2 2s 2p(^3P^0)3s$	$4P_{1/2}$	1993727	0.0048	$1s^2 2s 2p(^1P^0)5d$	$2D_{3/2}$	3116427	0.0140
	$4P_{3/2}$	1995999	0.0086		$2D_{5/2}$	3119893	0.0040
	$4P_{5/2}$	2000453	0.0047		$2F_{7/2}$	3116448	0.0070
	$2P_{1/2}$	2031069	0.0068	$1s^2 2s 2p^2$	$4P_{1/2}$	161928	1683
	$2P_{3/2}$	2035810	0.0176		$4P_{3/2}$	164349	11811
$1s^2 2s 2p(^1P^0)3s$	$2P_{1/2}$	2158298	0.0027		$4P_{5/2}$	167940	4056
	$2P_{3/2}$	2158343	0.0037	$1s^2 2s^2 3s$	$2D_{5/2}$	287834	0.4890
$1s^2 2s 2p(^3P^0)3d$	$4D_{3/2}$	2151819	0.0007		$2D_{3/2}$	287846	0.4548
	$4D_{5/2}$	2152353	0.0009		$2S_{1/2}$	367652	0.1029
	$4D_{7/2}$	2154712	0.0651	$1s^2 2s^2 3d$	$2P_{1/2}$	390056	0.0588
	$2D_{3/2}$	2153691	0.0016		$2P_{3/2}$	394052	0.0576
	$2D_{5/2}$	2154475	0.0012		$2S_{1/2}$	1821992	0.0048
	$4P_{5/2}$	2161799	0.0011	$1s^2 2s^2 3d$	$2D_{3/2}$	1979251	0.0010
	$4P_{3/2}$	2163019	0.0021		$2D_{5/2}$	1979715	0.0010
	$2F_{5/2}$	2188589	0.0011		$2P_{3/2}$	2008814	0.0010
	$2F_{7/2}$	2193140	0.0011	$1s^2 2s 2p(^3P^0)3p$	$2P_{1/2}$	2064586	0.0026
	$2P_{3/2}$	2199187	0.0015		$2P_{3/2}$	2067896	0.0030
	$2F_{7/2}$	2299866	0.0010		$2D_{3/2}$	2105757	0.0021
$1s^2 2s 2p(^1P^0)3d$	$2D_{3/2}$	2310541	0.0008	$1s^2 2s 2p(^1P^0)3p$	$2D_{5/2}$	2110249	0.0021
	$2D_{5/2}$	2310894	0.0008		$2S_{1/2}$	2132560	0.0022
	$2P_{3/2}$	2321108	0.0011		$2P_{1/2}$	2236186	0.0043
	$4D_{7/2}$	2356890	0.0080	$1s^2 2p^2(^3P)3d$	$2P_{3/2}$	2237610	0.0043
$1s^2 2p^2(^3P)3p$	$4P_{5/2}$	2360634	0.0050		$2D_{5/2}$	2237585	0.0250
	$4S_{3/2}$	2391200	0.0093		$2S_{1/2}$	2246249	0.0200
$1s^2 2p^2(^1D)3p$	$2D_{5/2}$	2435462	0.0030	$1s^2 2p^2(^3P)3d$	$4P_{5/2}$	2445282	0.0006
$1s^2 2s^2(^1S)4p$	$2P_{1/2}$	2533839	0.0268		$4P_{3/2}$	2446779	0.0006
$1s^2 2s 2p(^3P^0)4d$	$4D_{5/2}$	2711243	0.0030	$1s^2 2s^2 4s$	$2S_{1/2}$	2481797	0.0095
	$4D_{7/2}$	2712145	0.0020	$1s^2 2s^2 4s$	$2D_{5/2}$	2535295	0.0020
	$4P_{5/2}$	2715174	0.0020	$1s^2 2s^2 4s$	$2D_{3/2}$	2535304	0.0020

Table 2. Lifetimes for the Si X Spectrum

Configuration	Terms	Energy	Lifetimes (ns)	Configuration	Terms	Energy	Lifetimes (ns)
$1s^2 2s 2p(^3P^0) 4p$	$^2D_{3/2}$	2691372	0.0271	$1s^2 2s^2 5d$	$^2D_{5/2}$	2927683	0.0080
	$^2D_{5/2}$	2695106	0.0050	$1s^2 2s 2p(^3P^0) 5p$	$^2P_{3/2}$	2944698	0.0110
$1s^2 2s^2 5d$	$^2D_{3/2}$	2789606	0.0050	$1s 2s^2 2p^2$	$^2P_{3/2}$	14614048	-
	$^2D_{5/2}$	2790013	0.0050				

Lifetimes(ns) - The lifetimes for the energy levels obtained by the method describes in section 2.

TRABALHO IV

Submetido

A Compilation of Energy Levels and Wavelengths for the Spectrum of Neutral Rubidium (Rb I)

F. R. T. Luna and A. G. Trigueiros.

*Instituto de Física " Gleb Wataghin ", Universidade Estadual de
Campinas, UNICAMP, 13083-970, Campinas, São Paulo, Brazil.*

G. H. Cavalcanti

*Instituto de Física, Universidade Federal Fluminense, UFF, Campus da
Praia Vermelha-Gragoatá*

24210-310 Niterói, Rio de Janeiro, Brazil

We have assembled a complete list of the most accurately wavelengths for all classified lines of Rb I. The data are based mainly of the observations and analysis of this spectrum by various authors. We derived new optimal values for the energy levels using a computer code and the observed wavelengths for all classified lines. The tabulated data include about 620 observed lines in the spectral range 103-27905 Å, classified as transitions between 22 even-parity and 414 odd-parity levels. The calculated wavelengths are generally more accurate than the observed values, the most accurate calculated values (uncertainties 0.0005 to 0.03 Å) being in some cases more accurate than the observed wavelengths by up to an order of magnitude. Vacuum wavelengths are given for all lines, and wavelength in air are also include for the region above 2000 Å.

Keywords: atomic energy levels; atomic ions; atomic spectra; atomic wavelengths; atomic wavenumbers; energy-level classification; electron configurations; ultraviolet wavelengths.

Submitted to: Journal of Physical and Chemical Reference Data

I. INTRODUCTION

The ground state configuration of neutral rubidium, Rb I, is $4s^2 4p^6 5s$, with the term 2S . Rb I belongs to the family of the alkali metal.

The most accurate and complete measurements of Rb I have been made by Ramb (1931) who measured interferometrically the series $5p - ns$ to $n = 11$, $5p - nd$ to $n = 9$ and $4d - nf$ to $n = 8$. He classified 33 lines in the 5169 to 10076 Å spectral interval.

The autoionization following excitation of a $4p$ electron in rubidium vapor was first studied by Beutler (1934) who observed 39 lines in an ultraviolet absorption experiment.

The absorption spectra of the principal series, what corresponding to transition from the ground state $^2S_{1/2}$ level to the excited np $^2P_{1/2,3/2}$ levels was reported by Kratz (1949), that gave wavelengths for about 76 lines in the 2969 to 7948 Å range.

Johansson (1961) makes a revision in the spectrum of rubidium by measuring the transition $5p - 6s$, $5p - 4d$ and $4d - 4f$, giving the wavelengths for about 13 lines in the 7800 to 27905 Å range.

More recently, Connerade (1970) and Mansfield (1973) have considerably extended and improved this work, and the total number of absorption lines corresponding to excitation of a $4p$ electron.

Mansfield et al. (1982) presented the $3d$ subshell absorption spectra of Rb I by using synchrotron radiation and windowless furnaces and studied the absorption spectra corresponding to transition $3d^{10} 4s^2 4p^6 5s - 3d^9 (5s 5p \times 5s 6p \times 4d 5p \times 4d 6p)$. They classified about 17 lines in the 103 - 110 Å interval.

Reader (1987) monitoring the fluorescence signal at 824 Å as the Rb vapour is simultaneously irradiated by a tunable dye laser, excitations of the type $4p^5 5s 5p^4 S_{3/2} - 4p^5 5s nl$ are detected, three emission line was observed.

Baig (1995) report new high resolution photoabsorption spectrum of rubidium covering the wavelength region from 500 to 700 Å recorded at six terms higher resolution and dispersion than the early photoabsorption studied by Mansfield (1973). All the observed lines

are arranged into thirteen Rydberg Series converging on to seven conspicuous limits, four limits built on the $4p^55s$ configuration and three limits built on the $4p^54d$ configuration.

II. SOURCES OF THE WAVELENGTH DATA

We assembled a complete list of the observed wavelength, using what appeared to be the most accurate available value for each line. These wavelengths are listed under "Observed" in Table I. The reference for each line is indicated in the last column by symbols, the corresponding full references being given in Sec.VII. The references in the table are only to the source(s) of the observed wavelengths, and may not be the appropriate citations for the original classifications of the lines.

Beutler(1934) was the first to photograph the absorption spectrum of atomic rubidium in the wavelength range from 300 to 800 Å, who found nearly forty lines, most of them broadened by autoionization and appearing to converge on the $4p^55s$ levels of Rb II. The complexity of the spectrum, however, made it difficult to arrange the lines in series. The instrument used was a 1-meter spectrograph and hopfield emission bands of helium as the background source of continuum.

Kratz (1949), studied the rubidium spectrum using a 21-foot grating spectrograph at Princeton. This spectrograph had a nominal resolving power of approximately 300,000 in second order. The wavelength of the principal serie $5s^2S_{1/2} \rightarrow 4p^6np^2P_{1/2,3/2}$, report the doublet separations for the 22 members of the series. The higher member of the principal series, with their doublets fine-structure unresolved was measured to the 73d member.

Johansson (1961) presented results for rubidium spectrum using a Pfund-type scanning spectrometer with a lead-sulphid photoresistor and by using a hollow caode as a light source. The spectrum of rubidium has not been subject to any recent revision, after of a complet measurement by Ramb(1931) who measure interferometrically of series $5p - ns$ to $n = 11$, $5p - nd$ to $n = 9$, and $4d - nf$ to $n = 8$, then Johansson present measurement of the transitions in the interval of 7,800 to 27907 Å for $5p - 6s$, $5p - 4d$ and $4d - 4f$, wich fall in

the lead-sulphide region, the term $4d^2D$ and the complet 2F series have now been accurately tied to the rest of the term sistem.

Connerade (1970b) carried out an extended study of the observations made by Beutler (1934), and presented a revised analysis based on a close study of the spark spectrum. The experimental apparatus used has been described by Garton and Connerade (1969a). The source used for this experiment, permitted the observation of the wavelengths in the range from 600 to 900 Å. The energy considered by excited scheme in the inner shell is presented by $4p^65s^2S_{1/2} - 4p^55sns$ or nd , where the selection rule for J allows upper levels with $J = 1/2$ or $3/2$, the excitation scheme suggests the convergency to the series $4p^55s$ and $4p^54d$ of Rb II levels, the spectrum as due to $4p^65s^2S_{1/2} - 4p^5(4d \times 5s)ns$, nd transitions and gave assignments through a generalized (J_cK) coupling scheme. All 12 $4p^54d$ and $4p^55s$ levels of Rb II with $J = 0, 1, 2$ were originally reported by Laport, Miller and Sawyer (1931). He concluded that all the levels probably contained some $4p^55s$ character and that all 12 should therefor be considered as possible limits for the Rb I spectrum observed in this region.

Mansfield (1973), extended the early observation made by Connerade (1970b) using the 3-meter normal-incidence spectrograph and reported numerous lines which were attributed to the double excitation such as $4p^54dnl$. The analysis was based on the series limits reported by Laporte *et al.*(1931a,b). Four groups of series members are listed in their tables with twenty seven lines. The notation used for the three $4p^5(4d \times 5s)$ limits on which the series converge is that used by Connerade(1979b), and 151 Rb features that are not members of obvious series are listed by wavelength without classification.

Baig *et al.*(1995) studied the $4p$ inner shell and the doubly exited states of rubidium. The spectrum was recorded in the first order with a 3-meter spectrograph equipped with a 5000 line/mm holographic grating and synchrotron radiation emitted by the 500 MeV electron accelerator as the background source of radiation. The $4p$ inner shell excitation spectrum of rubidium covers four ionic states $4p^55s(^3P_{2,1,0}^1P_1)$ whith serve as series limits. The configurations involved are : $4p^55s(^3P_{2,1,0} \& ^1P_1)ns, nd$. Baig *et al.*(1995) have observed well developed Rydberg series to the singlet based $4p^55s(^1P_1)$ limit, whereas the series to

the triplet based limits (${}^3P_{2,1,0}$) are very weak. In particular the series to the $4p^55s({}^3P_2)$ and $4p^55s({}^3P_0)$ limits are very weak, except the first few members.

Baig *et al.*(1995) report the ns ($6 \leq n \leq 23$) and the nd ($4 \leq n \leq 26$) Rydberg series based on the $4p^55s({}^3P_2)$. The quantum defect for the ns and nd series are 3.30 and 1.70 respectively. The Rydberg series built on the $4p^55s({}^3P_1)$ limit have been extended considerably for the ns ($6 \leq n \leq 31$) and the nd ($4 \leq n \leq 9$). The quantum defect for the ns and the nd series are 3.31 and 1.67 respectively. Itoh *et al.*(1988) reported the ns series ($8 \leq n \leq 14$). Later Baig *et al.*(1995) have extended this series up to $n = 31$ and identified the other expected nd series up to $n = 9$.

The level assignments for the $4p^55s({}^3P_0)ns$, nd series are mainly based on the effective quantum numbers and the intensity distribution along the Rydberg series. The ns series has been identified from $n = 6$ to $n = 29$ whereas, the nd series has been reported from $n = 4$ to $n = 16$. Itoh *et al.*(1988) reported this ns series ($6 \leq n \leq 9$) and the nd series ($5 \leq n \leq 8$) to this limit. Baig *et al.* (1995) have extended this series up to $n = 29$ and $n = 16$ respectively.

The configuration $4p^5({}^2P_{3/2,1/2})4d$ will provide ten terms (Moore 1971) which can serve as the series limits. However Baig *et al.*(1995) observe series converging to the three conspicuous limits built on the $4p^54d({}^3P_{0,1,2})$ parent ion levels. For the $4p^54d\{{}^3P_0\}$ limit, Baig *et al.*(1995) observe one ns and one nd series. The observed Rydberg series are assigned according to the following excitation scheme: $4p^65s^2S_{1/2} \rightarrow 4p^54d\{{}^3P_0\}ns[0]_{1/2}^0$, from $n = 6$ to $n = 12$, and $4p^65s^2S_{1/2} \rightarrow 4p^54d\{{}^3P_0\}nd[2]_{3/2}^0$, from $n = 5$ to $n = 10$.

For the $4p^54d\{{}^3P_1\}$ parent ion level, well developed ns and nd series have been observed and the level assignment are made according to the following excitation scheme: $4p^65s^2S_{1/2} \rightarrow 4p^54d\{{}^3P_1\}ns[1]_{1/2,3/2}^0$, from $n = 6$ to $n = 26$, and $4p^65s^2S_{1/2} \rightarrow 4p^54d\{{}^3P_1\}nd[1]_{1/2,3/2}^0, [2]_{3/2}^0$, from $n = 5$ to $n = 17$. Now to the $4p^54d\{{}^3P_2\}$ limit only one ns series converge to this limit. This series has been observed for $n = 6$ to $n = 25$. The suggested level assignments for the observed Rydberg series are: $4p^65s^2S_{1/2} \rightarrow$

$$4p^5 4d \{^3P_2\} ns [2]_{3/2}^0 \quad (6 \leq n \leq 25).$$

The coupling scheme to total orbital angular momentum of the $4p^5 5s$ ion core $J_c = 2, 1, 0$ and 1 is coupled weakly with the orbital angular momentum “ l ” of the Rydberg electron to the K quantum number. The spin of the Rydberg electron “ s ” is then coupled to the K quantum number to give the total angular quantum number J . The states are thus labelled as $4p^5 5s \{^3P_{2,1,0}\} nl[K]_J$.

III. OPTIMIZATION OF THE LEVEL VALUES

We derived the level values in the Table 2 by using a level-optimization computer code Radziemsky and Kaufman(1969). With this code the energy level values were determined from the observed wavelengths by an iterative optimization procedure using the program ELCALC (Energy Level Calculation), in which the individual wavelengths are weighted according to their uncertainties. The accuracy for the wavelengths vary, of course, for different spectral region by the following form: 103-110 Å (0.03 Å), 563-810 Å (0.008 or 0.009 Å), 2969-4216 Å (0.005 Å), 5087-27906 Å (0.002 Å).

In this work we considered the results of a calculation made with relative weights appropriate for wavelength errors estimated by the various observers. 402 transitions, of 620 classified, are to the ground state configuration which determine the ground state $4p^5 5s \ ^2S_{1/2}$ level. The value of the $4d \ ^2D_{3/2,5/2}$ levels are determined by combinations of 11 and 8 transitions respectively. The $4p^6 5p \ ^2P_{1/2,3/2}$ levels are determined by combinations of 13 and 18 transitions respectively. Most of the other levels are determined by only one or two lines.

IV. FURTHER EXPLANATION OF THE DATA IN TABLE 1

The values of the two levels for each transition in Table 1 are the ones adjusted with the program ELCALC. The same energy level values are shown in the Table 2.

V. ACKNOWLEDGMENTS

The authors wish to acknowledge Prof. M. W. D. Mansfield for providing information on the rubidium spectrum.

We would also like to thank Dr. C. J. B. Pagan for helpful discussions.

This work was financially support by the Fundação de Amparo à Pesquisa do Estado de São Paulo (FAPESP), Brazil and Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico (CNPq), Brazil. Computations were carried out at the Prof. John David Rogers Computational Center, Unicamp.

F. R. T. Luna: tamariz@ifi.unicamp.br

A. G. Trigueiros: agtri@ifi.unicamp.br

G. H. Cavalcanti: gildo@if.uff.br

VI. REFERENCES

- B*¹ Beutler, H., [1934], *Zeit. Phys.*, **91**, 131-142
- B*² Baig, M. A., Mahmood, M. S., Akram, M. and Hormes, J., [1995], *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **28**, 1777-1792
- C*² Connerade, J. P., [1970b], *The Astrophysical Journal*, **159**, 695-702
- G* Garton, W. R. S., and Connerade, J. P., [1969a], *Ap. J.*, **155**, 667
- H* Robert, W. C., David, L. R., Malvin, A. J., William, B. H., [1989-1990], "Handbook of Chemistry and Physics", edition 70,
- K* Kratz, H. R., [1949], *Phys. Rev.* **75**, 1844-1850
- M*¹ Mansfield, M. W. D., [1973], *Ap. J.*, **183**, 691-699
- M*² Mansfield, M. W. D. and Connerade, J. P., [1982], *J. Phys. B: At. Mol. Phys.*, **15**, 503-512
- M*³ Moore, C. E. [1971] *Atomic Energy Levels Vol. I NBS Circular* (Washington, DC: US Govt. Printing Office)
- R*¹ Reader, J., [1987], *Phys. Rev. A*, **36**, 415-416
- R*² Ramb, R., [1931], *Ann. der Phys.* [5] **10**, 311-324
- R*³ Radziemsky, L. J. and Kaufman, V., [1969], *J. Op. Soc. Am.*, **59**, 424-443
- J* Johansson, I., [1961], *Ark. Fys. (Stockholm)* **20**, 135-146
- L* Laporte, O., Muller, G. R., and Sawyer, R. A., [1931], *Phys. Rev.*, **38**, 843; **39**, 458
- I* Itoh, Y., Hayaishi, T., Itikawa, Y., Koizumi, T., Nagata, T., Sato, Y., Shibata, H., Yagishita, A. and Yoshino, M., [1988], *J. Phys B: At. Mol. Opt. Phys.*, **21**, L727

Table 1. Wavelengths and Energy-Level Classifications for Rb I

Rel.	Vac. Wavelength (Å)		Levels (cm^{-1})	Configurations	Terms	J	Ref
Int.	Observed	Calculated	Lower - Upper			Values	
	103.570	103.570	0.000 - 965530.563	$4p^65s - 3d^94d(^1S)5p$	$^2S-^2P^0$	1/2-1/2	M2
	103.670	103.670	0.000 - 964599.250	$4p^65s - 3d^94d(^1S)5p$	$^2S-^2P^0$	1/2-3/2	M2
	104.750	104.750	0.000 - 954653.938	$4p^65s - 3d^9(^2D_{3/2})5s[\frac{3}{2}]_{1,2}9p$	$^2S-1[2]^0$	1/2-3/2	M2
	104.880	104.880	0.000 - 953470.688	$4p^65s - 3d^9(^2D_{3/2})5s[\frac{3}{2}]_{1,2}8p$	$^2S-1[2]^0$	1/2-3/2	M2
	105.090	105.090	0.000 - 951565.375	$4p^65s - 3d^9(^2D_{3/2})5s[\frac{3}{2}]_{1,2}7p$	$^2S-1[2]^0$	1/2-3/2	M2
	105.710	105.710	0.000 - 945984.312	$4p^65s - 3d^95s(^1D)6p$	$^2S-^2P^0$	1/2-3/2	M2
	105.830	105.830	0.000 - 944911.625	$4p^65s - 3d^9(^2D_{5/2})5s[\frac{5}{2}]_{2,3}11p$	$^2S-0[1]^0$	1/2-1/2	M2
	105.900	105.900	0.000 - 944287.062	$4p^65s - 3d^9(^2D_{5/2})5s[\frac{5}{2}]_{2,3}10p$	$^2S-0[1]^0$	1/2-1/2	M2
	106.010	106.010	0.000 - 943307.187	$4p^65s - 3d^9(^2D_{5/2})5s[\frac{5}{2}]_{2,3}9p$	$^2S-0[1]^0$	1/2-1/2	M2
	106.160	106.160	0.000 - 941974.375	$4p^65s - 3d^9(^2D_{5/2})5s[\frac{5}{2}]_{2,3}8p$	$^2S-0[1]^0$	1/2-1/2	M2
	106.430	106.430	0.000 - 939584.688	$4p^65s - 3d^9(^2D_{5/2})5s[\frac{5}{2}]_{2,3}7p$	$^2S-0[1]^0$	1/2-1/2	M2
	107.090	107.090	0.000 - 933794.062	$4p^65s - 3d^95s(^3D)6p$	$^2S-^2P^0$	1/2-3/2	M2
	107.260	107.260	0.000 - 932314.000	$4p^65s - 3d^9(5s5p^1P)$	$^2S-^2P^0$	1/2-1/2	M2
	107.470	107.470	0.000 - 930492.250	$4p^65s - 3d^94d(^3D)5p$	$^2S-^4D^0$	1/2-1/2	M2
	107.950	107.950	0.000 - 926354.812	$4p^65s - 3d^9(5s5p^3P)$	$^2S-^2P^0$	1/2-3/2	M2
	108.560	108.560	0.000 - 921149.625	$4p^65s - 3d^9(5s5p^1P)$	$^2S-^2P^0$	1/2-3/2	M2
	109.330	109.330	0.000 - 914662.000	$4p^65s - 3d^9(5s5p^3P)$	$^2S-^2P^0$	1/2-1/2	M2
	563.630	563.630	0.000 - 177421.359	$4p^65s - 4p^54d(^3P_2)25s$	$^2S-2[2]^0$	1/2-3/2	B2
	563.700	563.700	0.000 - 177399.328	$4p^65s - 4p^54d(^3P_2)24s$	$^2S-2[2]^0$	1/2-3/2	B2
	563.780	563.780	0.000 - 177374.141	$4p^65s - 4p^54d(^3P_2)23s$	$^2S-2[2]^0$	1/2-3/2	B2
	563.880	563.880	0.000 - 177342.703	$4p^65s - 4p^54d(^3P_2)22s$	$^2S-2[2]^0$	1/2-3/2	B2
	564.020	564.020	0.000 - 177298.672	$4p^65s - 4p^54d(^3P_2)21s$	$^2S-2[2]^0$	1/2-3/2	B2
	564.140	564.140	0.000 - 177260.953	$4p^65s - 4p^54d(^3P_2)20s$	$^2S-2[2]^0$	1/2-3/2	B2
	564.266	564.266	0.000 - 177221.391	$4p^65s - 4p^54d(^3P_2)19s$	$^2S-2[2]^0$	1/2-3/2	B2

Table 1.Wavelengths and Energy-Level Classifications for Rb I, Continued

Rel.	Vac. Wavelength (Å)		Levels (cm ⁻¹)	Configurations	Terms	J	Ref
Int.	Observed	Calculated	Lower - Upper			Values	
	564.537	564.537	0.000 - 177136.312	4p ⁶ 5s - 4p ⁵ 4d(³ P ₂)18s	² S-2[2] ⁰	1/2-3/2	B2
	564.759	564.759	0.000 - 177066.688	4p ⁶ 5s - 4p ⁵ 4d(³ P ₂)17s	² S - 2[2] ⁰	1/2-3/2	B2
	565.018	565.018	0.000 - 176985.516	4p ⁶ 5s - 4p ⁵ 4d(³ P ₂)16s	² S - 2[2] ⁰	1/2-3/2	B2
	565.150	565.150	0.000 - 176944.172	4p ⁶ 5s - 4p ⁵ 4d(³ P ₁)26s	² S - 1[1] ⁰	1/2-1/2	B2
		565.150	0.000 - 176944.172	4p ⁶ 5s - 4p ⁵ 4d(³ P ₁)26s	² S - 1[1] ⁰	1/2-3/2	B2
	565.210	565.210	0.000 - 176925.391	4p ⁶ 5s - 4p ⁵ 4d(³ P ₁)25s	² S - 1[1] ⁰	1/2-1/2	B2
		565.210	0.000 - 176925.391	4p ⁶ 5s - 4p ⁵ 4d(³ P ₁)25s	² S - 1[1] ⁰	1/2-3/2	B2
	565.270	565.270	0.000 - 176906.609	4p ⁶ 5s - 4p ⁵ 4d(³ P ₁)24s	² S - 1[1] ⁰	1/2-1/2	B2
		565.270	0.000 - 176906.609	4p ⁶ 5s - 4p ⁵ 4d(³ P ₁)24s	² S - 1[1] ⁰	1/2-3/2	B2
	565.400	565.400	0.000 - 176865.922	4p ⁶ 5s - 4p ⁵ 4d(³ P ₁)23s	² S - 1[1] ⁰	1/2-1/2	B2
		565.400	0.000 - 176865.922	4p ⁶ 5s - 4p ⁵ 4d(³ P ₁)23s	² S - 1[1] ⁰	1/2-3/2	B2
	565.480	565.480	0.000 - 176840.922	4p ⁶ 5s - 4p ⁵ 4d(³ P ₁)22s	² S - 1[1] ⁰	1/2-1/2	B2
		565.480	0.000 - 176840.922	4p ⁶ 5s - 4p ⁵ 4d(³ P ₁)22s	² S - 1[1] ⁰	1/2-3/2	B2
	565.592	565.592	0.000 - 176805.906	4p ⁶ 5s - 4p ⁵ 4d(³ P ₁)21s	² S - 1[1] ⁰	1/2-1/2	B2
		565.592	0.000 - 176805.906	4p ⁶ 5s - 4p ⁵ 4d(³ P ₁)21s	² S - 1[1] ⁰	1/2-3/2	B2
	565.624	565.624	0.000 - 176795.891	4p ⁶ 5s - 4p ⁵ 4d(³ P ₂)15s	² S - 2[2] ⁰	1/2-3/2	B2
	565.711	565.711	0.000 - 176768.703	4p ⁶ 5s - 4p ⁵ 4d(³ P ₁)20s	² S - 1[1] ⁰	1/2-1/2	B2
		565.711	0.000 - 176768.703	4p ⁶ 5s - 4p ⁵ 4d(³ P ₁)20s	² S - 1[1] ⁰	1/2-3/2	B2
	565.868	565.868	0.000 - 176719.672	4p ⁶ 5s - 4p ⁵ 4d(³ P ₁)19s	² S - 1[1] ⁰	1/2-1/2	B2
		565.868	0.000 - 176719.672	4p ⁶ 5s - 4p ⁵ 4d(³ P ₁)19s	² S - 1[1] ⁰	1/2-3/2	B2
	565.943	565.943	0.000 - 176696.234	4p ⁶ 5s - 4p ⁵ 4d(³ P ₂)14s	² S - 2[2] ⁰	1/2-3/2	B2
	565.981	565.981	0.000 - 176684.375	4p ⁶ 5s - 4p ⁵ 4d(³ P ₁)17d	² S - 1[1] ⁰	1/2-1/2	B2
		565.981	0.000 - 176684.375	4p ⁶ 5s - 4p ⁵ 4d(³ P ₁)17d	² S - 1[1] ⁰	1/2-3/2	B2
	566.045	566.045	0.000 - 176664.406	4p ⁶ 5s - 4p ⁵ 4d(³ P ₁)18s	² S - 1[1] ⁰	1/2-1/2	B2

Table 1.Wavelengths and Energy-Level Classifications for Rb I, Continued

Rel.	Vac. Wavelength (Å)		Levels (cm ⁻¹)	Configurations	Terms	J	Ref
Int.	Observed	Calculated	Lower - Upper			Values	
		566.045	0.000 - 176664.406	4p ⁶ 5s - 4p ⁵ 4d(³ P ₁)18s	² S - 1[1] ⁰	1/2-3/2	B2
	566.195	566.195	0.000 - 176617.594	4p ⁶ 5s - 4p ⁵ 4d(³ P ₁)16d	² S - 1[1] ⁰	1/2-1/2	B2
		566.195	0.000 - 176617.594	4p ⁶ 5s - 4p ⁵ 4d(³ P ₁)16d	² S - 1[1] ⁰	1/2-3/2	B2
	566.404	566.404	0.000 - 176552.422	4p ⁶ 5s - 4p ⁵ 4d(³ P ₁)17s	² S - 1[1] ⁰	1/2-1/2	B2
		566.404	0.000 - 176552.422	4p ⁶ 5s - 4p ⁵ 4d(³ P ₁)17s	² S - 1[1] ⁰	1/2-3/2	B2
	566.459	566.459	0.000 - 176535.281	4p ⁶ 5s - 4p ⁵ 4d(³ P ₁)15d	² S - 1[1] ⁰	1/2-1/2	B2
		566.459	0.000 - 176535.281	4p ⁶ 5s - 4p ⁵ 4d(³ P ₁)15d	² S - 1[1] ⁰	1/2-3/2	B2
	566.560	566.560	0.000 - 176503.812	4p ⁶ 5s - 4p ⁵ 4d(³ P ₂)13s	² S - 2[2] ⁰	1/2-3/2	B2
	566.720	566.720	0.000 - 176453.984	4p ⁶ 5s - 4p ⁵ 4d(³ P ₁)16s	² S - 1[1] ⁰	1/2-1/2	B2
		566.720	0.000 - 176453.984	4p ⁶ 5s - 4p ⁵ 4d(³ P ₁)16s	² S - 1[1] ⁰	1/2-3/2	B2
	566.802	566.802	0.000 - 176428.453	4p ⁶ 5s - 4p ⁵ 4d(³ P ₁)14d	² S - 1[1] ⁰	1/2-1/2	B2
		566.802	0.000 - 176428.453	4p ⁶ 5s - 4p ⁵ 4d(³ P ₁)14d	² S - 1[1] ⁰	1/2-3/2	B2
	567.121	567.121	0.000 - 176329.219	4p ⁶ 5s - 4p ⁵ 4d(³ P ₁)15s	² S - 1[1] ⁰	1/2-1/2	B2
		567.121	0.000 - 176329.219	4p ⁶ 5s - 4p ⁵ 4d(³ P ₁)15s	² S - 1[1] ⁰	1/2-3/2	B2
	567.216	567.216	0.000 - 176299.688	4p ⁶ 5s - 4p ⁵ 4d(³ P ₁)13d	² S - 1[1] ⁰	1/2-1/2	B2
		567.216	0.000 - 176299.698	4p ⁶ 5s - 4p ⁵ 4d(³ P ₁)13d	² S - 1[1] ⁰	1/2-3/2	B2
	567.534	567.534	0.000 - 176200.891	4p ⁶ 5s - 4p ⁵ 4d(³ P ₂)12s	² S - 2[2] ⁰	1/2-3/2	B2
	567.645	567.645	0.000 - 176166.438	4p ⁶ 5s - 4p ⁵ 4d(³ P ₁)14s	² S - 1[1] ⁰	1/2-1/2	B2
		567.645	0.000 - 176166.438	4p ⁶ 5s - 4p ⁵ 4d(³ P ₁)14s	² S - 1[1] ⁰	1/2-3/2	B2
	567.783	567.783	0.000 - 176123.625	4p ⁶ 5s - 4p ⁵ 4d(³ P ₁)12d	² S - 1[1] ⁰	1/2-1/2	B2
		567.783	0.000 - 176123.625	4p ⁶ 5s - 4p ⁵ 4d(³ P ₁)12d	² S - 1[1] ⁰	1/2-3/2	B2
	568.237	568.237	0.000 - 175982.906	4p ⁶ 5s - 4p ⁵ 4d(³ P ₁)13s	² S - 1[1] ⁰	1/2-1/2	B2
		568.237	0.000 - 175982.906	4p ⁶ 5s - 4p ⁵ 4d(³ P ₁)13s	² S - 1[1] ⁰	1/2-3/2	B2
	568.512	568.512	0.000 - 175897.781	4p ⁶ 5s - 4p ⁵ 4d(³ P ₁)11d	² S - 1[1] ⁰	1/2-1/2	B2

Table 1.Wavelengths and Energy-Level Classifications for Rb I, Continued

Rel.	Vac. Wavelength (Å)		Levels (cm ⁻¹)	Configurations	Terms	J	Ref
Int.	Observed	Calculated	Lower - Upper			Values	
	564.537	564.537	0.000 - 177136.312	4p ⁶ 5s - 4p ⁵ 4d(³ P ₂)18s	² S-2[2] ⁰	1/2-3/2	B2
	564.759	564.759	0.000 - 177066.688	4p ⁶ 5s - 4p ⁵ 4d(³ P ₂)17s	² S - 2[2] ⁰	1/2-3/2	B2
	565.018	565.018	0.000 - 176985.516	4p ⁶ 5s - 4p ⁵ 4d(³ P ₂)16s	² S - 2[2] ⁰	1/2-3/2	B2
	565.150	565.150	0.000 - 176944.172	4p ⁶ 5s - 4p ⁵ 4d(³ P ₁)26s	² S - 1[1] ⁰	1/2-1/2	B2
		565.150	0.000 - 176944.172	4p ⁶ 5s - 4p ⁵ 4d(³ P ₁)26s	² S - 1[1] ⁰	1/2-3/2	B2
	565.210	565.210	0.000 - 176925.391	4p ⁶ 5s - 4p ⁵ 4d(³ P ₁)25s	² S - 1[1] ⁰	1/2-1/2	B2
		565.210	0.000 - 176925.391	4p ⁶ 5s - 4p ⁵ 4d(³ P ₁)25s	² S - 1[1] ⁰	1/2-3/2	B2
	565.270	565.270	0.000 - 176906.609	4p ⁶ 5s - 4p ⁵ 4d(³ P ₁)24s	² S - 1[1] ⁰	1/2-1/2	B2
		565.270	0.000 - 176906.609	4p ⁶ 5s - 4p ⁵ 4d(³ P ₁)24s	² S - 1[1] ⁰	1/2-3/2	B2
	565.400	565.400	0.000 - 176865.922	4p ⁶ 5s - 4p ⁵ 4d(³ P ₁)23s	² S - 1[1] ⁰	1/2-1/2	B2
		565.400	0.000 - 176865.922	4p ⁶ 5s - 4p ⁵ 4d(³ P ₁)23s	² S - 1[1] ⁰	1/2-3/2	B2
	565.480	565.480	0.000 - 176840.922	4p ⁶ 5s - 4p ⁵ 4d(³ P ₁)22s	² S - 1[1] ⁰	1/2-1/2	B2
		565.480	0.000 - 176840.922	4p ⁶ 5s - 4p ⁵ 4d(³ P ₁)22s	² S - 1[1] ⁰	1/2-3/2	B2
	565.592	565.592	0.000 - 176805.906	4p ⁶ 5s - 4p ⁵ 4d(³ P ₁)21s	² S - 1[1] ⁰	1/2-1/2	B2
		565.592	0.000 - 176805.906	4p ⁶ 5s - 4p ⁵ 4d(³ P ₁)21s	² S - 1[1] ⁰	1/2-3/2	B2
	565.624	565.624	0.000 - 176795.891	4p ⁶ 5s - 4p ⁵ 4d(³ P ₂)15s	² S - 2[2] ⁰	1/2-3/2	B2
	565.711	565.711	0.000 - 176768.703	4p ⁶ 5s - 4p ⁵ 4d(³ P ₁)20s	² S - 1[1] ⁰	1/2-1/2	B2
		565.711	0.000 - 176768.703	4p ⁶ 5s - 4p ⁵ 4d(³ P ₁)20s	² S - 1[1] ⁰	1/2-3/2	B2
	565.868	565.868	0.000 - 176719.672	4p ⁶ 5s - 4p ⁵ 4d(³ P ₁)19s	² S - 1[1] ⁰	1/2-1/2	B2
		565.868	0.000 - 176719.672	4p ⁶ 5s - 4p ⁵ 4d(³ P ₁)19s	² S - 1[1] ⁰	1/2-3/2	B2
	565.943	565.943	0.000 - 176696.234	4p ⁶ 5s - 4p ⁵ 4d(³ P ₂)14s	² S - 2[2] ⁰	1/2-3/2	B2
	565.981	565.981	0.000 - 176684.375	4p ⁶ 5s - 4p ⁵ 4d(³ P ₁)17d	² S - 1[1] ⁰	1/2-1/2	B2
		565.981	0.000 - 176684.375	4p ⁶ 5s - 4p ⁵ 4d(³ P ₁)17d	² S - 1[1] ⁰	1/2-3/2	B2
	566.045	566.045	0.000 - 176664.406	4p ⁶ 5s - 4p ⁵ 4d(³ P ₁)18s	² S - 1[1] ⁰	1/2-1/2	B2

Table 1. Wavelengths and Energy-Level Classifications for Rb I, Continued

Rel.	Vac. Wavelength (Å)		Levels (cm ⁻¹)	Configurations	Terms	J	Ref
Int.	Observed	Calculated	Lower - Upper			Values	
		566.045	0.000 - 176664.406	4p ⁶ 5s - 4p ⁵ 4d(³ P ₁)18s	² S - 1[1] ⁰	1/2-3/2	B2
	566.195	566.195	0.000 - 176617.594	4p ⁶ 5s - 4p ⁵ 4d(³ P ₁)16d	² S - 1[1] ⁰	1/2-1/2	B2
		566.195	0.000 - 176617.594	4p ⁶ 5s - 4p ⁵ 4d(³ P ₁)16d	² S - 1[1] ⁰	1/2-3/2	B2
	566.404	566.404	0.000 - 176552.422	4p ⁶ 5s - 4p ⁵ 4d(³ P ₁)17s	² S - 1[1] ⁰	1/2-1/2	B2
		566.404	0.000 - 176552.422	4p ⁶ 5s - 4p ⁵ 4d(³ P ₁)17s	² S - 1[1] ⁰	1/2-3/2	B2
	566.459	566.459	0.000 - 176535.281	4p ⁶ 5s - 4p ⁵ 4d(³ P ₁)15d	² S - 1[1] ⁰	1/2-1/2	B2
		566.459	0.000 - 176535.281	4p ⁶ 5s - 4p ⁵ 4d(³ P ₁)15d	² S - 1[1] ⁰	1/2-3/2	B2
	566.560	566.560	0.000 - 176503.812	4p ⁶ 5s - 4p ⁵ 4d(³ P ₂)13s	² S - 2[2] ⁰	1/2-3/2	B2
	566.720	566.720	0.000 - 176453.984	4p ⁶ 5s - 4p ⁵ 4d(³ P ₁)16s	² S - 1[1] ⁰	1/2-1/2	B2
		566.720	0.000 - 176453.984	4p ⁶ 5s - 4p ⁵ 4d(³ P ₁)16s	² S - 1[1] ⁰	1/2-3/2	B2
	566.802	566.802	0.000 - 176428.453	4p ⁶ 5s - 4p ⁵ 4d(³ P ₁)14d	² S - 1[1] ⁰	1/2-1/2	B2
		566.802	0.000 - 176428.453	4p ⁶ 5s - 4p ⁵ 4d(³ P ₁)14d	² S - 1[1] ⁰	1/2-3/2	B2
	567.121	567.121	0.000 - 176329.219	4p ⁶ 5s - 4p ⁵ 4d(³ P ₁)15s	² S - 1[1] ⁰	1/2-1/2	B2
		567.121	0.000 - 176329.219	4p ⁶ 5s - 4p ⁵ 4d(³ P ₁)15s	² S - 1[1] ⁰	1/2-3/2	B2
	567.216	567.216	0.000 - 176299.688	4p ⁶ 5s - 4p ⁵ 4d(³ P ₁)13d	² S - 1[1] ⁰	1/2-1/2	B2
		567.216	0.000 - 176299.698	4p ⁶ 5s - 4p ⁵ 4d(³ P ₁)13d	² S - 1[1] ⁰	1/2-3/2	B2
	567.534	567.534	0.000 - 176200.891	4p ⁶ 5s - 4p ⁵ 4d(³ P ₂)12s	² S - 2[2] ⁰	1/2-3/2	B2
	567.645	567.645	0.000 - 176166.438	4p ⁶ 5s - 4p ⁵ 4d(³ P ₁)14s	² S - 1[1] ⁰	1/2-1/2	B2
		567.645	0.000 - 176166.438	4p ⁶ 5s - 4p ⁵ 4d(³ P ₁)14s	² S - 1[1] ⁰	1/2-3/2	B2
	567.783	567.783	0.000 - 176123.625	4p ⁶ 5s - 4p ⁵ 4d(³ P ₁)12d	² S - 1[1] ⁰	1/2-1/2	B2
		567.783	0.000 - 176123.625	4p ⁶ 5s - 4p ⁵ 4d(³ P ₁)12d	² S - 1[1] ⁰	1/2-3/2	B2
	568.237	568.237	0.000 - 175982.906	4p ⁶ 5s - 4p ⁵ 4d(³ P ₁)13s	² S - 1[1] ⁰	1/2-1/2	B2
		568.237	0.000 - 175982.906	4p ⁶ 5s - 4p ⁵ 4d(³ P ₁)13s	² S - 1[1] ⁰	1/2-3/2	B2
	568.512	568.512	0.000 - 175897.781	4p ⁶ 5s - 4p ⁵ 4d(³ P ₁)11d	² S - 1[1] ⁰	1/2-1/2	B2

Table 1. Wavelengths and Energy-Level Classifications for Rb I, Continued

Rel.	Vac. Wavelength (Å)		Levels (cm^{-1})	Configurations	Terms	J	Ref
Int.	Observed	Calculated	Lower - Upper			Values	
		568.512	0.000 - 175897.781	$4p^6 5s - 4p^5 4d(^3P_1)11d$	$^2S - 1[1]^0$	1/2-3/2	B2
	568.842	568.842	0.000 - 175795.750	$4p^6 5s - 4p^5 4d(^3P_2)11s$	$^2S - 2[2]^0$	1/2-3/2	B2
	569.159	569.159	0.000 - 175697.828	$4p^6 5s - 4p^5 4d(^3P_1)12s$	$^2S - 1[1]^0$	1/2-1/2	B2
		569.159	0.000 - 175697.828	$4p^6 5s - 4p^5 4d(^3P_1)12s$	$^2S - 1[1]^0$	1/2-3/2	B2
	569.576	569.576	0.000 - 175569.203	$4p^6 5s - 4p^5 4d(^3P_1)10d$	$^2S - 1[1]^0$	1/2-1/2	B2
		569.576	0.000 - 175569.203	$4p^6 5s - 4p^5 4d(^3P_1)10d$	$^2S - 1[1]^0$	1/2-3/2	B2
	570.466	570.466	0.000 - 175295.281	$4p^6 5s - 4p^5 4d(^3P_1)11s$	$^2S - 1[1]^0$	1/2-1/2	B2
		570.466	0.000 - 175295.281	$4p^6 5s - 4p^5 4d(^3P_1)11s$	$^2S - 1[1]^0$	1/2-3/2	B2
	570.558	570.558	0.000 - 175267.031	$4p^6 5s - 4p^5 4d(^3P_0)12s$	$^2S - 0[0]^0$	1/2-1/2	B2
	570.693	570.693	0.000 - 175225.562	$4p^6 5s - 4p^5 4d(^3P_2)10s$	$^2S - 2[2]^0$	1/2-3/2	B2
	571.002	571.002	0.000 - 175130.734	$4p^6 5s - 4p^5 4d(^3P_0)10d$	$^2S - 0[2]^0$	1/2-3/2	B2
	571.002	571.002	0.000 - 175130.734	$4p^6 5s - 4p^5 4d(^3P_1)9d$	$^2S - 1[1]^0$	1/2-1/2	B2
		571.002	0.000 - 175130.734	$4p^6 5s - 4p^5 4d(^3P_1)9d$	$^2S - 1[1]^0$	1/2-3/2	B2
	571.866	571.866	0.000 - 174866.125	$4p^6 5s - 4p^5 4d(^3P_0)11s$	$^2S - 0[0]^0$	1/2-1/2	B2
	572.392	572.392	0.000 - 174705.438	$4p^6 5s - 4p^5 4d(^3P_1)10s$	$^2S - 1[1]^0$	1/2-1/2	B2
		572.392	0.000 - 174705.438	$4p^6 5s - 4p^5 4d(^3P_1)10s$	$^2S - 1[1]^0$	1/2-3/2	B2
	572.443	572.443	0.000 - 174689.891	$4p^6 5s - 4p^5 4d(^3P_0)9d$	$^2S - 0[2]^0$	1/2-3/2	B2
	573.161	573.161	0.000 - 174471.047	$4p^6 5s - 4p^5 4d(^3P_1)8d$	$^2S - 1[1]^0$	1/2-1/2	B2
		573.161	0.000 - 174471.047	$4p^6 5s - 4p^5 4d(^3P_1)8d$	$^2S - 1[1]^0$	1/2-3/2	B2
	573.531	573.531	0.000 - 174358.484	$4p^6 5s - 4p^5 4d(^3P_2)9s$	$^2S - 2[2]^0$	1/2-3/2	B2
	573.852	573.852	0.000 - 174260.969	$4p^6 5s - 4p^5 4d(^3P_0)10s$	$^2S - 0[0]^0$	1/2-1/2	B2
	574.060	574.060	0.000 - 174197.812	$4p^6 5s - 4p^5 5s(^1P_1)33d$	$^2S - 1[1]^0$	1/2-1/2	B2
		574.060	0.000 - 174197.812	$4p^6 5s - 4p^5 5s(^1P_1)33d$	$^2S - 1[1]^0$	1/2-3/2	B2
	574.090	574.090	0.000 - 174188.703	$4p^6 5s - 4p^5 5s(^1P_1)32d$	$^2S - 1[1]^0$	1/2-1/2	B2

Table 1.Wavelengths and Energy-Level Classifications for Rh I, Continued

Rel.	Vac. Wavelength (Å)		Levels (cm^{-1})	Configurations	Terms	J	Ref
Int.	Observed	Calculated	Lower - Upper			Values	
		574.090	0.000 - 174188.703	$4p^65s - 4p^55s(^1P_1)32d$	$^2S - 1[1]^0$	1/2-3/2	B2
	574.120	574.120	0.000 - 174179.609	$4p^65s - 4p^55s(^1P_1)31d$	$^2S - 1[1]^0$	1/2-1/2	B2
		574.120	0.000 - 174179.609	$4p^65s - 4p^55s(^1P_1)31d$	$^2S - 1[1]^0$	1/2-3/2	B2
	574.150	574.150	0.000 - 174170.500	$4p^65s - 4p^55s(^1P_1)30d$	$^2S - 1[1]^0$	1/2-1/2	B2
		574.150	0.000 - 174170.500	$4p^65s - 4p^55s(^1P_1)30d$	$^2S - 1[1]^0$	1/2-3/2	B2
	574.177	574.177	0.000 - 174162.328	$4p^65s - 4p^55s(^1P_1)29d$	$^2S - 1[1]^0$	1/2-1/2	B2
		574.177	0.000 - 174162.328	$4p^65s - 4p^55s(^1P_1)29d$	$^2S - 1[1]^0$	1/2-3/2	B2
	574.217	574.217	0.000 - 174150.203	$4p^65s - 4p^55s(^1P_1)28d$	$^2S - 1[1]^0$	1/2-1/2	B2
		574.217	0.000 - 174150.203	$4p^65s - 4p^55s(^1P_1)28d$	$^2S - 1[1]^0$	1/2-3/2	B2
	574.254	574.254	0.000 - 174138.969	$4p^65s - 4p^55s(^1P_1)27d$	$^2S - 1[1]^0$	1/2-1/2	B2
		574.254	0.000 - 174138.969	$4p^65s - 4p^55s(^1P_1)27d$	$^2S - 1[1]^0$	1/2-3/2	B2
	574.302	574.302	0.000 - 174124.422	$4p^65s - 4p^55s(^1P_1)26d$	$^2S - 1[1]^0$	1/2-1/2	B2
		574.302	0.000 - 174124.422	$4p^65s - 4p^55s(^1P_1)26d$	$^2S - 1[1]^0$	1/2-3/2	B2
	574.354	574.354	0.000 - 174108.656	$4p^65s - 4p^55s(^1P_1)25d$	$^2S - 1[1]^0$	1/2-1/2	B2
		574.354	0.000 - 174108.656	$4p^65s - 4p^55s(^1P_1)25d$	$^2S - 1[1]^0$	1/2-3/2	B2
	574.415	574.415	0.000 - 174090.172	$4p^65s - 4p^55s(^1P_1)24d$	$^2S - 1[1]^0$	1/2-1/2	B2
		574.415	0.000 - 174090.172	$4p^65s - 4p^55s(^1P_1)24d$	$^2S - 1[1]^0$	1/2-3/2	B2
	574.479	574.479	0.000 - 174070.766	$4p^65s - 4p^55s(^1P_1)23d$	$^2S - 1[1]^0$	1/2-1/2	B2
		574.479	0.000 - 174070.766	$4p^65s - 4p^55s(^1P_1)23d$	$^2S - 1[1]^0$	1/2-3/2	B2
	574.559	574.559	0.000 - 174046.516	$4p^65s - 4p^55s(^1P_1)22d$	$^2S - 1[1]^0$	1/2-1/2	B2
		574.559	0.000 - 174046.516	$4p^65s - 4p^55s(^1P_1)22d$	$^2S - 1[1]^0$	1/2-3/2	B2
	574.581	574.581	0.000 - 174039.875	$4p^65s - 4p^54d(^3F_6)8d$	$^2S - 0[2]^0$	1/2-3/2	B2
	574.656	574.656	0.000 - 174017.156	$4p^65s - 4p^55s(^1P_1)21d$	$^2S - 1[1]^0$	1/2-1/2	B2
		574.656	0.000 - 174017.156	$4p^65s - 4p^55s(^1P_1)21d$	$^2S - 1[1]^0$	1/2-3/2	B2

Table 1.Wavelengths and Energy-Level Classifications for Rb I, Continued

Rel.	Vac. Wavelength (Å)		Levels (cm ⁻¹)	Configurations	Terms	J	Ref
Int.	Observed	Calculated	Lower - Upper			Values	
	574.766	574.766	0.000 - 173983.844	4p ⁶ 5s - 4p ⁵ 5s(¹ P ₁)20d	² S - 1[1] ⁰	1/2-1/2	B2
		574.766	0.000 - 173983.844	4p ⁶ 5s - 4p ⁵ 5s(¹ P ₁)20d	² S - 1[1] ⁰	1/2-3/2	B2
	574.885	574.885	0.000 - 173947.828	4p ⁶ 5s - 4p ⁵ 5s(¹ P ₁)19d	² S - 1[1] ⁰	1/2-1/2	B2
		574.885	0.000 - 173947.828	4p ⁶ 5s - 4p ⁵ 5s(¹ P ₁)19d	² S - 1[1] ⁰	1/2-3/2	B2
	575.031	575.031	0.000 - 173903.672	4p ⁶ 5s - 4p ⁵ 5s(¹ P ₁)18d	² S - 1[1] ⁰	1/2-1/2	B2
		575.031	0.000 - 173903.672	4p ⁶ 5s - 4p ⁵ 5s(¹ P ₁)18d	² S - 1[1] ⁰	1/2-3/2	B2
	575.199	575.199	0.000 - 173852.891	4p ⁶ 5s - 4p ⁵ 5s(¹ P ₁)17d	² S - 1[1] ⁰	1/2-1/2	B2
		575.199	0.000 - 173852.891	4p ⁶ 5s - 4p ⁵ 5s(¹ P ₁)17d	² S - 1[1] ⁰	1/2-3/2	B2
	575.403	575.403	0.000 - 173791.234	4p ⁶ 5s - 4p ⁵ 5s(¹ P ₁)16d	² S - 1[1] ⁰	1/2-1/2	B2
		575.403	0.000 - 173791.234	4p ⁶ 5s - 4p ⁵ 5s(¹ P ₁)16d	² S - 1[1] ⁰	1/2-3/2	B2
	575.551	575.551	0.000 - 173746.547	4p ⁶ 5s - 4p ⁵ 4d(³ P ₁)9s	² S - 1[1] ⁰	1/2-1/2	B2
		575.551	0.000 - 173746.547	4p ⁶ 5s - 4p ⁵ 4d(³ P ₁)9s	² S - 1[1] ⁰	1/2-3/2	B2
	575.681	575.681	0.000 - 173707.297	4p ⁶ 5s - 4p ⁵ 5s(¹ P ₁)15d	² S - 1[1] ⁰	1/2-1/2	B2
		575.681	0.000 - 173707.297	4p ⁶ 5s - 4p ⁵ 5s(¹ P ₁)15d	² S - 1[1] ⁰	1/2-3/2	B2
	576.023	576.023	0.000 - 173604.172	4p ⁶ 5s - 4p ⁵ 5s(¹ P ₁)14d	² S - 1[1] ⁰	1/2-1/2	B2
		576.023	0.000 - 173604.172	4p ⁶ 5s - 4p ⁵ 5s(¹ P ₁)14d	² S - 1[1] ⁰	1/2-3/2	B2
	576.975	576.975	0.000 - 173317.734	4p ⁶ 5s - 4p ⁵ 4d(³ P ₁)7d	² S - 1[1] ⁰	1/2-1/2	B2
		576.975	0.000 - 173317.734	4p ⁶ 5s - 4p ⁵ 4d(³ P ₁)7d	² S - 1[1] ⁰	1/2-3/2	B2
	576.975	576.975	0.000 - 173317.734	4p ⁶ 5s - 4p ⁵ 5s(¹ P ₁)12d	² S - 1[1] ⁰	1/2-1/2	B2
		576.975	0.000 - 173317.734	4p ⁶ 5s - 4p ⁵ 5s(¹ P ₁)12d	² S - 1[1] ⁰	1/2-3/2	B2
	577.111	577.111	0.000 - 173276.891	4p ⁶ 5s - 4p ⁵ 4d(³ P ₀)9s	² S - 0[0] ⁰	1/2-1/2	B2
	577.159	577.159	0.000 - 173262.484	4p ⁶ 5s - 4p ⁵ (² P _{3/2})4d14s	² S - 1[1] ⁰	1/2-1/2	C2
		577.159	0.000 - 173262.484	4p ⁶ 5s - 4p ⁵ (² P _{3/2})4d14s	² S - 1[1] ⁰	1/2-3/2	C2
	577.432	577.432	0.000 - 173180.563	4p ⁶ 5s - 4p ⁵ 5s(¹ P ₁)13d	² S - 1[1] ⁰	1/2-1/2	B2

Table 1. Wavelengths and Energy-Level Classifications for Rb I, Continued

Rel.	Vac. Wavelength (Å)		Levels (cm^{-1})	Configurations	Terms	J	Ref
Int.	Observed	Calculated	Lower - Upper			Values	
	577.432		0.000 - 173180.563	$4p^65s - 4p^55s(^1P_1)13d$	$^2S - 1[1]^0$	1/2-3/2	B2
577.701	577.701		0.000 - 173099.922	$4p^65s - 4p^55s(^1P_1)11d$	$^2S - 1[1]^0$	1/2-1/2	B2
	577.701		0.000 - 173099.922	$4p^65s - 4p^55s(^1P_1)11d$	$^2S - 1[1]^0$	1/2-3/2	B2
577.840	577.840		0.000 - 173058.281	$4p^65s - 4p^5(^2P_{3/2})4d13s$	$^2S - 1[1]^0$	1/2-1/2	C2
	577.840		0.000 - 173058.281	$4p^65s - 4p^5(^2P_{3/2})4d13s$	$^2S - 1[1]^0$	1/2-3/2	C2
578.148	578.148		0.000 - 172966.094	$4p^65s - 4p^54d(^3P_0)7d$	$^2S - 0[2]^0$	1/2-3/2	B2
578.473	578.473		0.000 - 172868.906	$4p^65s - 4p^5(^2P_{3/2})4d12s$	$^2S - 1[1]^0$	1/2-1/2	C2
	578.473		0.000 - 172868.906	$4p^65s - 4p^5(^2P_{3/2})4d12s$	$^2S - 1[1]^0$	1/2-3/2	C2
578.661	578.661		0.000 - 172812.750	$4p^65s - 4p^54d(^3P_2)8s$	$^2S - 2[2]^0$	1/2-3/2	B2
578.716	578.716		0.000 - 172796.328	$4p^65s - 4p^55s(^1P_1)10d$	$^2S - 1[1]^0$	1/2-1/2	B2
	578.716		0.000 - 172796.328	$4p^65s - 4p^55s(^1P_1)10d$	$^2S - 1[1]^0$	1/2-3/2	B2
579.857	579.857		0.000 - 172456.312	$4p^65s - 4p^5(^2P_{3/2})4d11s$	$^2S - 1[1]^0$	1/2-1/2	C2
	579.857		0.000 - 172456.312	$4p^65s - 4p^5(^2P_{3/2})4d11s$	$^2S - 1[1]^0$	1/2-3/2	C2
579.950	579.950		0.000 - 172428.656	$4p^65s - 4p^55s(^1P_1)11s$	$^2S - 1[1]^0$	1/2-3/2	B2
	579.950		0.000 - 172428.656	$4p^65s - 4p^55s(^1P_1)11s$	$^2S - 1[1]^0$	1/2-1/2	B2
580.296	580.296		0.000 - 172325.844	$4p^65s - 4p^55s(^1P_1)9d$	$^2S - 1[1]^0$	1/2-1/2	B2
	580.296		0.000 - 172325.844	$4p^65s - 4p^55s(^1P_1)9d$	$^2S - 1[1]^0$	1/2-3/2	B2
580.320	580.320		0.000 - 172318.719	$4p^65s - 4p^55s(^3P_0)29s$	$^2S - 0[0]^0$	1/2-1/2	B2
580.370	580.370		0.000 - 172303.875	$4p^65s - 4p^55s(^3P_0)28s$	$^2S - 0[0]^0$	1/2-1/2	B2
580.420	580.420		0.000 - 172289.031	$4p^65s - 4p^55s(^3P_0)27s$	$^2S - 0[0]^0$	1/2-1/2	B2
580.480	580.480		0.000 - 172271.234	$4p^65s - 4p^55s(^3P_0)26s$	$^2S - 0[0]^0$	1/2-1/2	B2
580.540	580.540		0.000 - 172253.422	$4p^65s - 4p^55s(^3P_0)25s$	$^2S - 0[0]^0$	1/2-1/2	B2
580.620	580.620		0.000 - 172229.688	$4p^65s - 4p^55s(^3P_0)24s$	$^2S - 0[0]^0$	1/2-1/2	B2
580.702	580.702		0.000 - 172205.359	$4p^65s - 4p^55s(^3P_0)23s$	$^2S - 0[0]^0$	1/2-1/2	B2

Table 1. Wavelengths and Energy-Level Classifications for Rb I, Continued

Rel.	Vac. Wavelength (Å)		Levels (cm^{-1})	Configurations	Terms	J	Ref
Int.	Observed	Calculated	Lower - Upper			Values	
	580.814	580.814	0.000 - 172172.156	$4p^65s - 4p^55s(^3P_0)22s$	$^2S - 0[0]^0$	1/2-1/2	B2
	580.960	580.960	0.000 - 172128.891	$4p^65s - 4p^55s(^3P_0)21s$	$^2S - 0[0]^0$	1/2-1/2	B2
	581.101	581.101	0.000 - 172087.125	$4p^65s - 4p^55s(^3P_0)20s$	$^2S - 0[0]^0$	1/2-1/2	B2
	581.185	581.185	0.000 - 172062.250	$4p^65s - 4p^54d(^3P_1)8s$	$^2S - 1[1]^0$	1/2-1/2	B2
		581.185	0.000 - 172062.250	$4p^65s - 4p^54d(^3P_1)8s$	$^2S - 1[1]^0$	1/2-3/2	B2
	581.268	581.268	0.000 - 172037.688	$4p^65s - 4p^55s(^3P_0)19s$	$^2S - 0[0]^0$	1/2-1/2	B2
	581.450	581.450	0.000 - 171983.828	$4p^65s - 4p^55s(^3P_0)18s$	$^2S - 0[0]^0$	1/2-1/2	B2
	581.572	581.572	0.000 - 171947.750	$4p^65s - 4p^55s(^3P_0)16d$	$^2S - 0[2]^0$	1/2-3/2	B2
	581.749	581.749	0.000 - 171895.438	$4p^65s - 4p^55s(^3P_0)17s$	$^2S - 0[0]^0$	1/2-1/2	B2
	581.865	581.865	0.000 - 171861.172	$4p^65s - 4p^55s(^3P_0)15d$	$^2S - 0[2]^0$	1/2-3/2	B2
	581.926	581.926	0.000 - 171843.141	$4p^65s - 4p^55s(^1P_1)10s$	$^2S - 1[1]^0$	1/2-3/2	B2
		581.926	0.000 - 171843.141	$4p^65s - 4p^55s(^1P_1)10s$	$^2S - 1[1]^0$	1/2-1/2	B2
	581.994	581.994	0.000 - 171823.078	$4p^65s - 4p^55s(^3P_0)16s$	$^2S - 0[0]^0$	1/2-1/2	B2
	582.194	582.194	0.000 - 171764.062	$4p^65s - 4p^55s(^3P_0)14d$	$^2S - 0[2]^0$	1/2-3/2	B2
	582.382	582.382	0.000 - 171708.594	$4p^65s - 4p^55s(^3P_0)15s$	$^2S - 0[0]^0$	1/2-1/2	B2
	582.610	582.610	0.000 - 171641.406	$4p^65s - 4p^55s(^1P_1)8d$	$^2S - 1[1]^0$	1/2-1/2	B2
		582.610	0.000 - 171641.406	$4p^65s - 4p^55s(^1P_1)8d$	$^2S - 1[1]^0$	1/2-3/2	B2
	582.660	582.660	0.000 - 171626.688	$4p^65s - 4p^55s(^3P_0)13d$	$^2S - 0[2]^0$	1/2-3/2	B2
	582.864	582.864	0.000 - 171566.609	$4p^65s - 4p^55s(^3P_0)14s$	$^2S - 0[0]^0$	1/2-1/2	B2
	582.864	582.864	0.000 - 171566.609	$4p^65s - 4p^54d(^3P_0)8s$	$^2S - 0[0]^0$	1/2-1/2	B2
	583.244	583.244	0.000 - 171454.828	$4p^65s - 4p^55s(^3P_0)12d$	$^2S - 0[2]^0$	1/2-3/2	B2
	583.336	583.336	0.000 - 171427.781	$4p^65s - 4p^5(^2P_{3/2})4d10s$	$^2S - 1[1]^0$	1/2-1/2	C2
		583.336	0.000 - 171427.781	$4p^65s - 4p^5(^2P_{3/2})4d10s$	$^2S - 1[1]^0$	1/2-3/2	C2
	583.544	583.544	0.000 - 171366.688	$4p^65s - 4p^55s(^3P_0)13s$	$^2S - 0[0]^0$	1/2-1/2	B2

Table 1. Wavelengths and Energy-Level Classifications for Rb I, Continued

Rel.	Vac. Wavelength (Å)		Levels (cm ⁻¹)	Configurations	Terms	J	Ref
Int.	Observed	Calculated	Lower - Upper			Values	
	583.840	583.840	0.000 - 171279.797	4p ⁶ 5s - 4p ⁵ 4d(³ P ₁)6d	² S - 1[1] ⁰	1/2-1/2	B2
		583.840	0.000 - 171279.797	4p ⁶ 5s - 4p ⁵ 4d(³ P ₁)6d	² S - 1[1] ⁰	1/2-3/2	B2
	583.930	583.930	0.000 - 171253.406	4p ⁶ 5s - 4p ⁵ 5s(³ P ₀)11d	² S - 0[2] ⁰	1/2-3/2	B2
	584.570	584.570	0.000 - 171065.906	4p ⁶ 5s - 4p ⁵ 5s(³ P ₀)12s	² S - 0[0] ⁰	1/2-1/2	B2
	584.865	584.865	0.000 - 170979.625	4p ⁶ 5s - 4p ⁵ 4d(³ P ₀)6d	² S - 0[2] ⁰	1/2-3/2	B2
	585.075	585.075	0.000 - 170918.250	4p ⁶ 5s - 4p ⁵ 5s(³ P ₀)10d	² S - 0[2] ⁰	1/2-3/2	B2
	585.359	585.359	0.000 - 170835.328	4p ⁶ 5s - 4p ⁵ 5s(¹ P ₁)9s	² S - 1[1] ⁰	1/2-3/2	B2
		585.359	0.000 - 170835.328	4p ⁶ 5s - 4p ⁵ 5s(¹ P ₁)9s	² S - 1[1] ⁰	1/2-1/2	B2
	585.879	585.879	0.000 - 170683.703	4p ⁶ 5s - 4p ⁵ 5s(³ P ₀)11s	² S - 0[0] ⁰	1/2-1/2	B2
	586.204	586.204	0.000 - 170589.078	4p ⁶ 5s - 4p ⁵ (² P _{3/2})4d9s	² S - 1[1] ⁰	1/2-1/2	C2
	586.310	586.310	0.000 - 170558.234	4p ⁶ 5s - 4p ⁵ 5s(¹ P ₁)7d	² S - 1[1] ⁰	1/2-1/2	B2
		586.310	0.000 - 170558.234	4p ⁶ 5s - 4p ⁵ 5s(¹ P ₁)7d	² S - 1[1] ⁰	1/2-3/2	B2
	586.819	586.819	0.000 - 170410.312	4p ⁶ 5s - 4p ⁵ 5s(³ P ₀)9d	² S - 0[2] ⁰	1/2-3/2	B2
	587.804	587.804	0.000 - 170124.734	4p ⁶ 5s - 4p ⁵ 5s(³ P ₀)10s	² S - 0[0] ⁰	1/2-1/2	B2
	588.467	588.467	0.000 - 169933.062	4p ⁶ 5s - 4p ⁵ (² P _{1/2})5s8s	² S - 0[0] ⁰	1/2-1/2	C2
	588.965	588.965	0.000 - 169789.375	4p ⁶ 5s - 4p ⁵ 4d(³ P ₂)7s	² S - 2[2] ⁰	1/2-3/2	B2
	589.398	589.398	0.000 - 169664.641	4p ⁶ 5s - 4p ⁵ 5s(³ P ₀)8d	² S - 0[2] ⁰	1/2-3/2	B2
	590.671	590.671	0.000 - 169298.984	4p ⁶ 5s - 4p ⁵ (² P _{1/2})4d7s	² S - 1[1] ⁰	1/2-1/2	C2
	590.868	590.868	0.000 - 169242.547	4p ⁶ 5s - 4p ⁵ 5s(¹ P ₁)8s	² S - 1[1] ⁰	1/2-3/2	B2
		590.868	0.000 - 169242.547	4p ⁶ 5s - 4p ⁵ 5s(¹ P ₁)8s	² S - 1[1] ⁰	1/2-1/2	B2
	590.868	590.868	0.000 - 169242.547	4p ⁶ 5s - 4p ⁵ 5s(³ P ₀)9s	² S - 0[0] ⁰	1/2-1/2	B2
	591.807	591.807	0.000 - 168974.000	4p ⁶ 5s - 4p ⁵ 4d(³ P ₁)7s	² S - 1[1] ⁰	1/2-1/2	B2
		591.807	0.000 - 168974.000	4p ⁶ 5s - 4p ⁵ 4d(³ P ₁)7s	² S - 1[1] ⁰	1/2-3/2	B2
	592.351	592.351	0.000 - 168818.828	4p ⁶ 5s - 4p ⁵ (² P _{1/2})4d7s	² S - 2[2] ⁰	1/2-3/2	C2

Table 1. Wavelengths and Energy-Level Classifications for Rb I, Continued

Rel.	Vac. Wavelength (Å)		Levels (cm^{-1})	Configurations	Terms	J	Ref
Int.	Observed	Calculated	Lower - Upper			Values	
	592.906	592.906	0.000 - 168660.797	$4p^65s - 4p^55s(^1P_1)6d$	$2S - 1[1]^0$	1/2-1/2	B2
		592.906	0.000 - 168660.797	$4p^65s - 4p^55s(^1P_1)6d$	$2S - 1[1]^0$	1/2-3/2	B2
	593.515	593.515	0.000 - 168487.734	$4p^65s - 4p^55s(^3P_0)7d$	$2S - 0[2]^0$	1/2-3/2	B2
	593.750	593.750	0.000 - 168421.047	$4p^65s - 4p^55s(^3P_1)31s$	$2S - 1[1]^0$	1/2-1/2	B2
		593.750	0.000 - 168421.047	$4p^65s - 4p^55s(^3P_1)31s$	$2S - 1[1]^0$	1/2-3/2	B2
	593.780	593.780	0.000 - 168412.531	$4p^65s - 4p^55s(^3P_1)30s$	$2S - 1[1]^0$	1/2-1/2	B2
		593.780	0.000 - 168412.531	$4p^65s - 4p^55s(^3P_1)30s$	$2S - 1[1]^0$	1/2-3/2	B2
	593.830	593.830	0.000 - 168398.359	$4p^65s - 4p^55s(^3P_1)29s$	$2S - 1[1]^0$	1/2-1/2	B2
		593.830	0.000 - 168398.359	$4p^65s - 4p^55s(^3P_1)29s$	$2S - 1[1]^0$	1/2-3/2	B2
	593.845	593.845	0.000 - 168394.125	$4p^65s - 4p^54d(^3P_0)7s$	$2S - 0[0]^0$	1/2-1/2	B2
	593.870	593.870	0.000 - 168387.016	$4p^65s - 4p^55s(^3P_1)28s$	$2S - 1[1]^0$	1/2-1/2	B2
		593.870	0.000 - 168387.016	$4p^65s - 4p^55s(^3P_1)28s$	$2S - 1[1]^0$	1/2-3/2	B2
	593.906	593.906	0.000 - 168376.813	$4p^65s - 4p^5(^2P_{3/2})4d8s$	$2S - 1[1]^0$	1/2-1/2	C2
	593.930	593.930	0.000 - 168370.016	$4p^65s - 4p^55s(^3P_1)27s$	$2S - 1[1]^0$	1/2-1/2	B2
		593.930	0.000 - 168370.016	$4p^65s - 4p^55s(^3P_1)27s$	$2S - 1[1]^0$	1/2-3/2	B2
	593.990	593.990	0.000 - 168353.000	$4p^65s - 4p^55s(^3P_1)26s$	$2S - 1[1]^0$	1/2-1/2	B2
		593.990	0.000 - 168353.000	$4p^65s - 4p^55s(^3P_1)26s$	$2S - 1[1]^0$	1/2-3/2	B2
	594.070	594.070	0.000 - 168330.328	$4p^65s - 4p^55s(^3P_1)25s$	$2S - 1[1]^0$	1/2-1/2	B2
		594.070	0.000 - 168330.328	$4p^65s - 4p^55s(^3P_1)25s$	$2S - 1[1]^0$	1/2-3/2	B2
	594.140	594.140	0.000 - 168310.500	$4p^65s - 4p^55s(^3P_1)24s$	$2S - 1[1]^0$	1/2-1/2	B2
		594.140	0.000 - 168310.500	$4p^65s - 4p^55s(^3P_1)24s$	$2S - 1[1]^0$	1/2-3/2	B2
	594.240	594.240	0.000 - 168282.172	$4p^65s - 4p^55s(^3P_1)23s$	$2S - 1[1]^0$	1/2-1/2	B2
		594.240	0.000 - 168282.172	$4p^65s - 4p^55s(^3P_1)23s$	$2S - 1[1]^0$	1/2-3/2	B2
	594.350	594.350	0.000 - 168251.031	$4p^65s - 4p^55s(^3P_1)22s$	$2S - 1[1]^0$	1/2-1/2	B2

Table 1.Wavelengths and Energy-Level Classifications for Rb I, Continued

Rel.	Vac. Wavelength (Å)		Levels (cm ⁻¹)	Configurations	Terms	J	Ref
Int.	Observed	Calculated	Lower - Upper			Values	
		594.350	0.000 - 168251.031	4p ⁶ 5s - 4p ⁵ 5s(³ P ₁)22s	² S - 1[1] ⁰	1/2-3/2	B2
	594.488	594.488	0.000 - 168211.984	4p ⁶ 5s - 4p ⁵ 5s(³ P ₁)21s	² S - 1[1] ⁰	1/2-1/2	B2
		594.488	0.000 - 168211.984	4p ⁶ 5s - 4p ⁵ 5s(³ P ₁)21s	² S - 1[1] ⁰	1/2-3/2	B2
	594.624	594.624	0.000 - 168173.500	4p ⁶ 5s - 4p ⁵ 5s(³ P ₁)20s	² S - 1[1] ⁰	1/2-3/2	B2
		594.624	0.000 - 168173.500	4p ⁶ 5s - 4p ⁵ 5s(³ P ₁)20s	² S - 1[1] ⁰	1/2-1/2	B2
	594.809	594.809	0.000 - 168121.188	4p ⁶ 5s - 4p ⁵ 5s(³ P ₁)19s	² S - 1[1] ⁰	1/2-3/2	B2
		594.809	0.000 - 168121.188	4p ⁶ 5s - 4p ⁵ 5s(³ P ₁)19s	² S - 1[1] ⁰	1/2-1/2	B2
	595.031	595.031	0.000 - 168058.469	4p ⁶ 5s - 4p ⁵ 5s(³ P ₁)18s	² S - 1[1] ⁰	1/2-3/2	B2
		595.031	0.000 - 168058.469	4p ⁶ 5s - 4p ⁵ 5s(³ P ₁)18s	² S - 1[1] ⁰	1/2-1/2	B2
	595.076	595.076	0.000 - 168045.766	4p ⁶ 5s - 4p ⁵ (² P _{3/2})4d8s	² S - 1[1] ⁰	1/2-3/2	C2
	595.266	595.266	0.000 - 167992.125	4p ⁶ 5s - 4p ⁵ 5s(³ P ₁)17s	² S - 1[1] ⁰	1/2-3/2	B2
		595.266	0.000 - 167992.125	4p ⁶ 5s - 4p ⁵ 5s(³ P ₁)17s	² S - 1[1] ⁰	1/2-1/2	B2
	595.637	595.637	0.000 - 167887.484	4p ⁶ 5s - 4p ⁵ 5s(³ P ₁)16s	² S - 1[1] ⁰	1/2-3/2	B2
		595.637	0.000 - 167887.484	4p ⁶ 5s - 4p ⁵ 5s(³ P ₁)16s	² S - 1[1] ⁰	1/2-1/2	B2
	596.030	596.030	0.000 - 167776.781	4p ⁶ 5s - 4p ⁵ (² P _{3/2})4d10s	² S - 2[2] ⁰	1/2-3/2	C2
	596.069	596.069	0.000 - 167765.828	4p ⁶ 5s - 4p ⁵ 5s(³ P ₁)15s	² S - 1[1] ⁰	1/2-3/2	B2
		596.069	0.000 - 167765.828	4p ⁶ 5s - 4p ⁵ 5s(³ P ₁)15s	² S - 1[1] ⁰	1/2-1/2	B2
	596.687	596.687	0.000 - 167592.047	4p ⁶ 5s - 4p ⁵ 5s(³ P ₁)14s	² S - 1[1] ⁰	1/2-3/2	B2
		596.687	0.000 - 167592.047	4p ⁶ 5s - 4p ⁵ 5s(³ P ₁)14s	² S - 1[1] ⁰	1/2-1/2	B2
	596.822	596.822	0.000 - 167554.141	4p ⁶ 5s - 4p ⁵ (² P _{1/2})5s5d	² S - ² D ⁰	1/2-3/2	C2
	596.872	596.872	0.000 - 167540.109	4p ⁶ 5s - 4p ⁵ 5s(³ P ₀)8s	² S - 0[0] ⁰	1/2-1/2	B2
	597.367	597.367	0.000 - 167401.281	4p ⁶ 5s - 4p ⁵ 5s(³ P ₁)13s	² S - 1[1] ⁰	1/2-3/2	B2
		597.367	0.000 - 167401.281	4p ⁶ 5s - 4p ⁵ 5s(³ P ₁)13s	² S - 1[1] ⁰	1/2-1/2	B2
	597.454	597.454	0.000 - 167376.906	4p ⁶ 5s - 4p ⁵ (² P _{1/2})4d7s	² S - 2[2] ⁰	1/2-3/2	C2

Table 1. Wavelengths and Energy-Level Classifications for Rb I, Continued

Rel.	Vac. Wavelength (Å)		Levels (cm^{-1})	Configurations	Terms	J	Ref
Int.	Observed	Calculated	Lower - Upper			Values	
	598.294	598.294	0.000 - 167141.906	$4p^65s - 4p^54d(^3P_1)5d$	$^2S - 1[1]^0$	1/2-1/2	B2
		598.294	0.000 - 167141.906	$4p^65s - 4p^54d(^3P_1)5d$	$^2S - 1[1]^0$	1/2-3/2	B2
	598.331	598.331	0.000 - 167131.578	$4p^65s - 4p^55s(^3P_1)12s$	$^2S - 1[1]^0$	1/2-3/2	B2
		598.331	0.000 - 167131.578	$4p^65s - 4p^55s(^3P_1)12s$	$^2S - 1[1]^0$	1/2-1/2	B2
	598.430	598.430	0.000 - 167103.922	$4p^65s - 4p^5(^2P_{1/2})5s7s$	$^2S - 1[1]^0$	1/2-1/2	C2
	599.221	599.221	0.000 - 166883.328	$4p^65s - 4p^54d(^3P_0)5d$	$^2S - 0[2]^0$	1/2-3/2	B2
	599.241	599.241	0.000 - 166877.766	$4p^65s - 4p^5(^2P_{1/2})5s7s$	$^2S - 1[1]^0$	1/2-3/2	C2
	599.330	599.330	0.000 - 166852.984	$4p^65s - 4p^55s(^3P_2)26d$	$^2S - 0[0]^0$	1/2-1/2	B2
	599.380	599.380	0.000 - 166839.062	$4p^65s - 4p^55s(^3P_2)25d$	$^2S - 0[0]^0$	1/2-1/2	B2
	599.450	599.450	0.000 - 166819.578	$4p^65s - 4p^55s(^3P_2)24d$	$^2S - 0[0]^0$	1/2-1/2	B2
	599.520	599.520	0.000 - 166800.094	$4p^65s - 4p^55s(^3P_2)23d$	$^2S - 0[0]^0$	1/2-1/2	B2
	599.610	599.610	0.000 - 166775.078	$4p^65s - 4p^55s(^3P_2)22d$	$^2S - 0[0]^0$	1/2-1/2	B2
	599.670	599.670	0.000 - 166758.391	$4p^65s - 4p^55s(^3P_2)23s$	$^2S - 2[2]^0$	1/2-3/2	B2
	599.720	599.720	0.000 - 166744.484	$4p^65s - 4p^55s(^3P_2)21d$	$^2S - 0[0]^0$	1/2-1/2	B2
	599.790	599.790	0.000 - 166725.031	$4p^65s - 4p^55s(^3P_2)22s$	$^2S - 2[2]^0$	1/2-3/2	B2
	599.839	599.839	0.000 - 166711.406	$4p^65s - 4p^55s(^3P_1)11s$	$^2S - 1[1]^0$	1/2-3/2	B2
		599.839	0.000 - 166711.406	$4p^65s - 4p^55s(^3P_1)11s$	$^2S - 1[1]^0$	1/2-1/2	B2
	599.840	599.840	0.000 - 166711.109	$4p^65s - 4p^55s(^3P_2)20d$	$^2S - 0[0]^0$	1/2-1/2	B2
	599.856	599.856	0.000 - 166706.672	$4p^65s - 4p^5(^2P_{1/2})4d7s$	$^2S - 2[2]^0$	1/2-3/2	C2
	599.930	599.930	0.000 - 166686.109	$4p^65s - 4p^55s(^3P_2)21s$	$^2S - 2[2]^0$	1/2-3/2	B2
	599.980	599.980	0.000 - 166672.234	$4p^65s - 4p^55s(^3P_2)19d$	$^2S - 0[0]^0$	1/2-1/2	B2
	600.080	600.080	0.000 - 166644.437	$4p^65s - 4p^55s(^3P_2)20s$	$^2S - 2[2]^0$	1/2-3/2	B2
	600.142	600.142	0.000 - 166627.219	$4p^65s - 4p^55s(^3P_2)18d$	$^2S - 0[0]^0$	1/2-1/2	B2
	600.272	600.272	0.000 - 166591.156	$4p^65s - 4p^55s(^3P_2)19s$	$^2S - 2[2]^0$	1/2-3/2	B2

Table 1. Wavelengths and Energy-Level Classifications for Rb I, Continued

Rel.	Vac. Wavelength (Å)		Levels (cm ⁻¹)	Configurations	Terms	J	Ref
Int.	Observed	Calculated	Lower - Upper			Values	
	600.333	600.333	0.000 - 166574.219	4p ⁶ 5s - 4p ⁵ 5s(³ P ₀)6d	² S - 0[2] ⁰	1/2-3/2	B2
	600.334	600.334	0.000 - 166573.938	4p ⁶ 5s - 4p ⁵ 5s(³ P ₂)17d	² S - 0[0] ⁰	1/2-1/2	B2
	600.494	600.494	0.000 - 166529.547	4p ⁶ 5s - 4p ⁵ 5s(³ P ₁)9d	² S - 1[1] ⁰	1/2-1/2	B2
		600.494	0.000 - 166529.547	4p ⁶ 5s - 4p ⁵ 5s(³ P ₁)9d	² S - 1[1] ⁰	1/2-3/2	B2
	600.494	600.494	0.000 - 166529.547	4p ⁶ 5s - 4p ⁵ 5s(³ P ₂)18s	² S - 2[2] ⁰	1/2-3/2	B2
	600.581	600.581	0.000 - 166505.438	4p ⁶ 5s - 4p ⁵ 5s(³ P ₂)16d	² S - 0[0] ⁰	1/2-1/2	B2
	600.779	600.779	0.000 - 166450.562	4p ⁶ 5s - 4p ⁵ 5s(³ P ₂)17s	² S - 2[2] ⁰	1/2-3/2	B2
	600.877	600.877	0.000 - 166423.406	4p ⁶ 5s - 4p ⁵ 5s(³ P ₂)15d	² S - 0[0] ⁰	1/2-1/2	B2
	601.112	601.112	0.000 - 166358.344	4p ⁶ 5s - 4p ⁵ 5s(³ P ₂)16s	² S - 2[2] ⁰	1/2-3/2	B2
	601.261	601.261	0.000 - 166317.125	4p ⁶ 5s - 4p ⁵ 5s(³ P ₂)14d	² S - 0[0] ⁰	1/2-1/2	B2
	601.557	601.557	0.000 - 166235.281	4p ⁶ 5s - 4p ⁵ 5s(³ P ₂)15s	² S - 2[2] ⁰	1/2-3/2	B2
	601.731	601.731	0.000 - 166187.219	4p ⁶ 5s - 4p ⁵ 5s(³ P ₂)13d	² S - 0[0] ⁰	1/2-1/2	B2
	602.002	602.002	0.000 - 166112.406	4p ⁶ 5s - 4p ⁵ 5s(³ P ₁)10s	² S - 1[1] ⁰	1/2-3/2	B2
		602.002	0.000 - 166112.406	4p ⁶ 5s - 4p ⁵ 5s(³ P ₁)10s	² S - 1[1] ⁰	1/2-1/2	B2
	602.002	602.002	0.000 - 166112.406	4p ⁶ 5s - 4p ⁵ 5s(¹ P ₁)7s	² S - 1[1] ⁰	1/2-1/2	B2
	602.044	602.044	0.000 - 166100.813	4p ⁶ 5s - 4p ⁵ (² P _{3/2})4d8s	² S - 0[0] ⁰	1/2-1/2	C2
	602.114	602.114	0.000 - 166081.500	4p ⁶ 5s - 4p ⁵ 5s(³ P ₂)14s	² S - 2[2] ⁰	1/2-3/2	B2
	602.373	602.373	0.000 - 166010.094	4p ⁶ 5s - 4p ⁵ 5s(³ P ₂)12d	² S - 0[0] ⁰	1/2-1/2	B2
	602.607	602.607	0.000 - 165945.641	4p ⁶ 5s - 4p ⁵ (² P _{3/2})5s10s	² S - 1[1] ⁰	1/2-3/2	C2
	602.868	602.868	0.000 - 165873.797	4p ⁶ 5s - 4p ⁵ 5s(³ P ₁)8d	² S - 1[1] ⁰	1/2-1/2	B2
		602.868	0.000 - 165873.797	4p ⁶ 5s - 4p ⁵ 5s(³ P ₁)8d	² S - 1[1] ⁰	1/2-3/2	B2
	602.868	602.868	0.000 - 165873.797	4p ⁶ 5s - 4p ⁵ 5s(³ P ₂)13s	² S - 2[2] ⁰	1/2-3/2	B2
	603.090	603.090	0.000 - 165812.719	4p ⁶ 5s - 4p ⁵ (² P _{3/2})5s10s	² S - 1[1] ⁰	1/2-1/2	C2
	603.115	603.115	0.000 - 165805.859	4p ⁶ 5s - 4p ⁵ 5s(³ P ₂)11d	² S - 0[0] ⁰	1/2-1/2	B2

Table 1. Wavelengths and Energy-Level Classifications for Rb I, Continued

Rel.	Vac. Wavelength (Å)		Levels (cm^{-1})	Configurations	Terms	J	Ref
Int.	Observed	Calculated	Lower - Upper			Values	
	603.919	603.919	0.000 - 165585.125	$4p^65s - 4p^55s(^3P_2)12s$	$^2S - 2[2]^0$	1/2-3/2	B2
	604.033	604.033	0.000 - 165553.859	$4p^65s - 4p^5(^2P_{1/2})5s7s$	$^2S - 0[0]^0$	1/2-1/2	C2
	604.327	604.327	0.000 - 165473.328	$4p^65s - 4p^55s(^3P_2)10d$	$^2S - 0[0]^0$	1/2-1/2	B2
	605.210	605.210	0.000 - 165231.891	$4p^65s - 4p^55s(^3P_1)9s$	$^2S - 1[1]^0$	1/2-3/2	B2
		605.210	0.000 - 165231.891	$4p^65s - 4p^55s(^3P_1)9s$	$^2S - 1[1]^0$	1/2-1/2	B2
	605.220	605.220	0.000 - 165229.187	$4p^65s - 4p^5(^2P_{1/2})4d^2$	$^2S - \frac{1}{2}[\frac{3}{2}]^0$	1/2-3/2	C2
	605.452	605.452	0.000 - 165165.859	$4p^65s - 4p^55s(^3P_2)11s$	$^2S - 2[2]^0$	1/2-3/2	B2
	605.534	605.534	0.000 - 165143.500	$4p^65s - 4p^5(^2P_{1/2})4d^2$	$^2S - \frac{1}{2}[\frac{3}{2}]^0$	1/2-1/2	C2
	605.819	605.819	0.000 - 165065.813	$4p^65s - 4p^5(^2P_{3/2})5s11s$	$^2S - 2[2]^0$	1/2-3/2	C2
	605.872	605.872	0.000 - 165051.359	$4p^65s - 4p^55s(^3P_2)9d$	$^2S - 0[0]^0$	1/2-1/2	B2
	606.564	606.564	0.000 - 164863.062	$4p^65s - 4p^5(^2P_{3/2})5s9s$	$^2S - 1[1]^0$	1/2-3/2	C2
		606.564	0.000 - 164863.062	$4p^65s - 4p^5(^2P_{3/2})5s9s$	$^2S - 1[1]^0$	1/2-1/2	C2
	606.577	606.577	0.000 - 164859.531	$4p^65s - 4p^55s(^1P_1)5d$	$^2S - 1[1]^0$	1/2-1/2	B2
		606.577	0.000 - 164859.531	$4p^65s - 4p^55s(^1P_1)5d$	$^2S - 1[1]^0$	1/2-3/2	B2
	607.145	607.145	0.000 - 164705.297	$4p^65s - 4p^5(^2P_{3/2})4d8s$	$^2S - 2[2]^0$	1/2-3/2	C2
	607.195	607.195	0.000 - 164691.734	$4p^65s - 4p^55s(^3P_1)7d$	$^2S - 1[1]^0$	1/2-1/2	B2
		607.195	0.000 - 164691.734	$4p^65s - 4p^55s(^3P_1)7d$	$^2S - 1[1]^0$	1/2-3/2	B2
	607.505	607.505	0.000 - 164607.703	$4p^65s - 4p^55s(^3P_2)10s$	$^2S - 2[2]^0$	1/2-3/2	B2
	608.494	608.494	0.000 - 164340.156	$4p^65s - 4p^55s(^3P_2)8d$	$^2S - 0[0]^0$	1/2-1/2	B2
	608.520	608.520	0.000 - 164333.125	$4p^65s - 4p^5(^2P_{3/2})4d7s$	$^2S - 1[1]^0$	1/2-1/2	C2
	609.174	609.174	0.000 - 164156.703	$4p^65s - 4p^55s(^3P_0)7s$	$^2S - 0[0]^0$	1/2-1/2	B2
	609.211	609.211	0.000 - 164146.734	$4p^65s - 4p^5(^2P_{3/2})4d7s$	$^2S - 1[1]^0$	1/2-3/2	C2
	610.918	610.918	0.000 - 163688.078	$4p^65s - 4p^5(^2P_{1/2})5s(^3P)4d$	$^2S - 2[2]^0$	1/2-3/2	C2
	610.943	610.943	0.000 - 163681.391	$4p^65s - 4p^55s(^3P_2)9s$	$^2S - 2[2]^0$	1/2-3/2	B2

Table 1. Wavelengths and Energy-Level Classifications for Rb I, Continued

Rel.	Vac. Wavelength (Å)		Levels (cm^{-1})	Configurations	Terms	J	Ref
Int.	Observed	Calculated	Lower - Upper			Values	
	611.572	611.572	0.000 - 163513.047	$4p^65s - 4p^5(^2P_{1/2})5s(^3P)4d$	$^2S - 1[1]^0$	1/2-1/2	C2
	612.031	612.031	0.000 - 163390.422	$4p^65s - 4p^55s(^3P_1)8s$	$^2S - 1[1]^0$	1/2-3/2	B2
		612.031	0.000 - 163390.422	$4p^65s - 4p^55s(^3P_1)8s$	$^2S - 1[1]^0$	1/2-1/2	B2
	612.055	612.055	0.000 - 163384.016	$4p^65s - 4p^5(^2P_{1/2})5s4d$	$^2S - 2[2]^0$	1/2-3/2	C2
	612.526	612.526	0.000 - 163258.375	$4p^65s - 4p^55s(^3P_2)7d$	$^2S - 0[0]^0$	1/2-1/2	B2
	614.147	614.147	0.000 - 162827.469	$4p^65s - 4p^55s(^3P_1)6d$	$^2S - 1[1]^0$	1/2-1/2	B2
		614.147	0.000 - 162827.469	$4p^65s - 4p^55s(^3P_1)6d$	$^2S - 1[1]^0$	1/2-3/2	B2
	614.159	614.159	0.000 - 162824.281	$4p^65s - 4p^5(^2P_{3/2})5s9s$	$^2S - 2[2]^0$	1/2-3/2	C2
	614.728	614.728	0.000 - 162673.562	$4p^65s - 4p^55s(^3P_0)5d$	$^2S - 0[2]^0$	1/2-3/2	B2
	614.751	614.751	0.000 - 162667.500	$4p^65s - 4p^5(^2P_{3/2})5s8s$	$^2S - 1[1]^0$	1/2-3/2	C2
	615.162	615.162	0.000 - 162558.813	$4p^65s - 4p^5(^2P_{3/2})5s8s$	$^2S - 1[1]^0$	1/2-1/2	C2
	616.832	616.832	0.000 - 162118.703	$4p^65s - 4p^55s(^3P_2)8s$	$^2S - 2[2]^0$	1/2-3/2	B2
	617.616	617.616	0.000 - 161912.891	$4p^65s - 4p^5(^2P_{1/2})5s4d$	$^2S - 1[1]^0$	1/2-3/2	C2
	618.626	618.626	0.000 - 161648.562	$4p^65s - 4p^54d(^3P_2)6s$	$^2S - 2[2]^0$	1/2-3/2	B2
	619.403	619.403	0.000 - 161445.781	$4p^65s - 4p^5(^2P_{3/2})4d7s$	$^2S - 0[0]^0$	1/2-1/2	C2
	619.406	619.406	0.000 - 161445.000	$4p^65s - 4p^54d(^3P_1)6s$	$^2S - 1[1]^0$	1/2-1/2	B2
		619.406	0.000 - 161445.000	$4p^65s - 4p^54d(^3P_1)6s$	$^2S - 1[1]^0$	1/2-3/2	B2
	620.161	620.161	0.000 - 161248.453	$4p^65s - 4p^55s(^3P_2)6d$	$^2S - 1[1]^0$	1/2-1/2	B2
		620.161	0.000 - 161248.453	$4p^65s - 4p^55s(^3P_2)6d$	$^2S - 1[1]^0$	1/2-3/2	B2
	620.371	620.371	0.000 - 161193.875	$4p^65s - 4p^55s(^3P_2)6d$	$^2S - 0[0]^0$	1/2-1/2	B2
	620.395	620.395	0.000 - 161187.625	$4p^65s - 4p^5(^2P_{3/2})5s8s$	$^2S - 2[2]^0$	1/2-3/2	C2
	621.113	621.113	0.000 - 161001.312	$4p^65s - 4p^54d(^3P_0)6s$	$^2S - 0[0]^0$	1/2-1/2	B2
	621.125	621.125	0.000 - 160998.187	$4p^65s - 4p^5(^2P_{3/2})4d7s$	$^2S - 2[2]^0$	1/2-3/2	C2
	622.203	622.203	0.000 - 160719.250	$4p^65s - 4p^5(^2P_{3/2})5s5d$	$^2S - 1[1]^0$	1/2-1/2	C2

Table 1. Wavelengths and Energy-Level Classifications for Rb I, Continued

Rel.	Vac. Wavelength (Å)		Levels (cm ⁻¹)	Configurations	Terms	J	Ref
Int.	Observed	Calculated	Lower - Upper			Values	
	623.062		0.000 - 160506.938	4p ⁶ 5s - 4p ⁵ (² P _{3/2})4d ²	² S - ?[$\frac{7}{2}$] ⁰	1/2-5/2	C2
	623.849	623.849	0.000 - 160295.203	4p ⁶ 5s - 4p ⁵ (² P _{3/2})4d ²	² S - $\frac{3}{2}$ [$\frac{3}{2}$] ⁰	1/2-3/2	C2
	624.765	624.765	0.000 - 160060.172	4p ⁶ 5s - 4p ⁵ 5s(³ P ₁)7s	² S - 1[1] ⁰	1/2-3/2	B2
		624.765	0.000 - 160060.172	4p ⁶ 5s - 4p ⁵ 5s(³ P ₁)7s	² S - 1[1] ⁰	1/2-1/2	B2
	624.781	624.781	0.000 - 160056.078	4p ⁶ 5s - 4p ⁵ (² P _{3/2})4d ²	² S - $\frac{1}{2}$ [$\frac{1}{2}$] ⁰	1/2-1/2	C2
	628.145	628.145	0.000 - 159198.906	4p ⁶ 5s - 4p ⁵ 5s(¹ P ₁)6s	² S - 1[1] ⁰	1/2-1/2	B2
		628.145	0.000 - 159198.906	4p ⁶ 5s - 4p ⁵ 5s(¹ P ₁)6s	² S - 1[1] ⁰	1/2-3/2	B2
	628.200	628.200	0.000 - 159184.969	4p ⁶ 5s - 4p ⁵ (² P _{1/2})4d6s	² S - 2[2] ⁰	1/2-3/2	C2
	628.603	628.603	0.000 - 159082.906	4p ⁶ 5s - 4p ⁵ 5s(³ P ₂)7s	² S - 2[2] ⁰	1/2-3/2	B2
	628.645	628.645	0.000 - 159072.281	4p ⁶ 5s - 4p ⁵ (² P _{3/2})5s7s	² S - 1[1] ⁰	1/2-1/2	C2
	630.183	630.183	0.000 - 158684.062	4p ⁶ 5s - 4p ⁵ (² P _{3/2})5s7s	² S - 2[2] ⁰	1/2-3/2	C2
	630.213	630.213	0.000 - 158676.500	4p ⁶ 5s - 4p ⁵ 5s(³ P ₁)5d	² S - 1[2] ⁰	1/2-3/2	B2
	630.770	630.770	0.000 - 158536.391	4p ⁶ 5s - 4p ⁵ 5s(³ P ₁)5d	² S - 1[1] ⁰	1/2-1/2	B2
		630.770	0.000 - 158536.391	4p ⁶ 5s - 4p ⁵ 5s(³ P ₁)5d	² S - 1[1] ⁰	1/2-3/2	B2
	630.800	630.800	0.000 - 158528.859	4p ⁶ 5s - 4p ⁵ (² P _{1/2})4d6s	² S - 0[0] ⁰	1/2-1/2	C2
	634.000	634.000	0.000 - 157728.703	4p ⁶ 5s - 4p ⁵ (² P _{1/2})4d6s	² S - 1[2] ⁰	1/2-3/2	C2
	637.050	637.050	0.000 - 156973.547	4p ⁶ 5s - 4p ⁵ 5s(³ P ₂)5d	² S - 1[1] ⁰	1/2-1/2	B2
		637.050	0.000 - 156973.547	4p ⁶ 5s - 4p ⁵ 5s(³ P ₂)5d	² S - 1[1] ⁰	1/2-3/2	B2
	637.100	637.100	0.000 - 156961.234	4p ⁶ 5s - 4p ⁵ (² P _{1/2})5s6s	² S - 1[1] ⁰	1/2-3/2	C2
	637.638	637.638	0.000 - 156828.797	4p ⁶ 5s - 4p ⁵ (² P _{3/2})5s7s	² S - 2[2] ⁰	1/2-3/2	C2
	637.646	637.646	0.000 - 156826.828	4p ⁶ 5s - 4p ⁵ 5s(³ P ₂)5d	² S - 0[0] ⁰	1/2-1/2	B2
	639.857	639.857	0.000 - 156284.922	4p ⁶ 5s - 4p ⁵ 5s(³ P ₀)6s	² S - 0[0] ⁰	1/2-1/2	B2
	639.876	639.876	0.000 - 156280.281	4p ⁶ 5s - 4p ⁵ (² P _{3/2})4d ²	² S - $\frac{3}{2}$ [$\frac{1}{2}$] ⁰	1/2-1/2	C2
	639.900	639.900	0.000 - 156274.406	4p ⁶ 5s - 4p ⁵ (² P _{1/2})5s6s	² S - 1[1] ⁰	1/2-1/2	C2

Table 1. Wavelengths and Energy-Level Classifications for Rb I, Continued

Rel.	Vac. Wavelength (Å)		Levels (cm^{-1})	Configurations	Terms	J	Ref
Int.	Observed	Calculated	Lower - Upper			Values	
	645.347	645.347	0.000 - 154955.406	$4p^65s - 4p^55s(^1P_1)4d$	$^2S - 1[2]^0$	1/2-3/2	B2
	645.374	645.374	0.000 - 154948.906	$4p^65s - 4p^55s(^1P)6s$	$^2S - 2^{\circ} P^0$	1/2-3/2	B2
	645.409	645.409	0.000 - 154940.516	$4p^65s - 4p^5(^2P_{1/2})4d6s$	$^2S - 1[2]^0$	1/2-3/2	C2
	648.279	648.279	0.000 - 154254.578	$4p^65s - 4p^55s(^1P_1)4d$	$^2S - 1[1]^0$	1/2-3/2	B2
	648.294	648.294	0.000 - 154251.000	$4p^65s - 4p^5(^2P_{3/2})5s4d$	$^2S - 1[1]^0$	1/2-3/2	C2
	649.170	649.170	0.000 - 154042.859	$4p^65s - 4p^55s(^1P_1)4d$	$^2S - 1[1]^0$	1/2-1/2	B2
	649.200	649.200	0.000 - 154035.734	$4p^65s - 4p^5(^2P_{1/2})5s6s$	$^2S - 0[0]^0$	1/2-1/2	C2
	653.740	653.740	0.000 - 152966.016	$4p^65s - 4p^55s(^3P_0)4d$	$^2S - 0[2]^0$	1/2-3/2	B2
	653.800	653.800	0.000 - 152951.969	$4p^65s - 4p^5(^2P_{3/2})4d6s$	$^2S - 1[1]^0$	1/2-1/2	C2
	656.540	656.540	0.000 - 152313.656	$4p^65s - 4p^55s(^3P_1)6s$	$^2S - 1[1]^0$	1/2-3/2	B2
	656.540	656.540	0.000 - 152313.656	$4p^65s - 4p^55s(^3P_1)6s$	$^2S - 1[1]^0$	1/2-1/2	B2
	658.700	658.700	0.000 - 151814.172	$4p^65s - 4p^5(^2P_{3/2})4d6s$	$^2S - 0[0]^0$	1/2-1/2	C2
	658.920	658.920	0.000 - 151763.500	$4p^65s - 4p^55s(^3P_2)6s$	$^2S - 2[2]^0$	1/2-3/2	B2
	671.555	671.555	0.000 - 148908.125	$4p^65s - 4p^55s(^3P_1)4d$	$^2S - 1[2]^0$	1/2-3/2	B2
	671.579	671.579	0.000 - 148902.813	$4p^65s - 4p^5(^2P_{3/2})4d6s$	$^2S - 2[2]^0$	1/2-3/2	C2
	677.616	677.616	0.000 - 147576.203	$4p^65s - 4p^55s(^3P_1)4d$	$^2S - 1[1]^0$	1/2-1/2	B2
	677.616	677.616	0.000 - 147576.203	$4p^65s - 4p^55s(^3P_1)4d$	$^2S - 1[1]^0$	1/2-3/2	B2
	677.650	677.650	0.000 - 147568.797	$4p^65s - 4p^5(^2P_{3/2})5s6s$	$^2S - 1[1]^0$	1/2-1/2	C2
	684.700	684.700	0.000 - 146049.359	$4p^65s - 4p^5(^2P_{3/2})5s6s$	$^2S - 1[1]^0$	1/2-3/2	C2
	684.720	684.720	0.000 - 146045.109	$4p^65s - 4p^55s(^3P_2)4d$	$^2S - 1[2]^0$	1/2-3/2	B2
	687.140	687.140	0.000 - 145530.750	$4p^65s - 4p^55s(^3P_2)4d$	$^2S - 1[1]^0$	1/2-1/2	B2
	687.200	687.200	0.000 - 145518.047	$4p^65s - 4p^5(^2P_{3/2})5s6s$	$^2S - 2[2]^0$	1/2-3/2	C2
	687.459	687.459	0.000 - 145463.219	$4p^65s - 4p^5(^2P_{3/2})4d^2$	$^2S - \frac{3}{2}[\frac{3}{2}]^0$	1/2-1/2	C2
	687.967	687.967	0.000 - 145355.812	$4p^65s - 4p^55s(^3P_2)4d$	$^2S - 0[0]^0$	1/2-1/2	B2

Table 1. Wavelengths and Energy-Level Classifications for Rb I, Continued

Rel.	Vac. Wavelength (Å)		Levels (cm^{-1})	Configurations	Terms	J	Ref
Int.	Observed	Calculated	Lower - Upper			Values	
	714.830	714.830	0.000 - 139893.391	$4p^6 5s - 4p^5 4d(^3P)5s$	$^2S - ^2P^0$	1/2-3/2	C2
	720.400	720.400	0.000 - 138811.766	$4p^6 5s - 4p^5 4d(^3P)5s$	$^2S - ^2P^0$	1/2-1/2	C2
	738.820	738.820	0.000 - 135350.969	$4p^6 5s - 4p^5 4d5s$	$^2S - ^4P^0$	1/2-3/2	C2
	743.065	743.065	0.000 - 134577.734	$4p^6 5s - 4p^5 4d5s$	$^2S - ^4P^0$	1/2-1/2	C2
	767.600	767.600	0.000 - 130276.188	$4p^6 5s - 4p^5 5s^2$	$^2S - ^2P^0$	1/2-1/2	R1
	809.700	809.700	0.000 - 123502.531	$4p^6 5s - 4p^5 5s^2$	$^2S - ^2P^0$	1/2-3/2	R1
	821.887		12578.950 - 134250.100	$4p^6 5p - 4p^5 5s5p$	$^2P^0 - ^4S$	1/2-3/2	R1
	823.496		12816.545 - 134250.100	$4p^6 5p - 4p^5 5s5p$	$^2P^0 - ^4S$	3/2-3/2	R1
	851.419	851.418	19355.282 - 136806.437	$4p^6 4d - 4p^5 5s4d$	$^2D - ^4P^0$	5/2-5/2	R1
		851.420	19355.623 - 136806.437	$4p^6 4d - 4p^5 5s4d$	$^2D - ^4P^0$	3/2-5/2	R1

Table 1. Wavelengths and Energy-Level Classifications for Rb I, Continued

Rel. Int.	Air Wavelength (Å)		Vac. Wave- length (Å)	Levels (cm ⁻¹)		Configurations	Terms	J Values	Ref
	Observed	Calculated		Lower	Upper				
	2969.045	2969.045	2969.912	0.000	33671.835	4p ⁶ 5s - 4p ⁶ 77p	² S- ² P ⁰	1/2-1/2	K
		2969.045	2969.912	0.000	33671.835	4p ⁶ 5s - 4p ⁶ 77p	² S- ² P ⁰	1/2-3/2	K
	2969.085	2969.085	2969.958	0.000	33670.582	4p ⁶ 5s - 4p ⁶ 76p	² S- ² P ⁰	1/2-1/2	K
		2969.085	2969.958	0.000	33670.582	4p ⁶ 5s - 4p ⁶ 76p	² S- ² P ⁰	1/2-3/2	K
	2969.138	2969.138	2970.005	0.000	33669.980	4p ⁶ 5s - 4p ⁶ 75p	² S- ² P ⁰	1/2-1/2	K
		2969.138	2970.005	0.000	33669.980	4p ⁶ 5s - 4p ⁶ 75p	² S- ² P ⁰	1/2-3/2	K
	2969.195	2969.195	2970.062	0.000	33669.332	4p ⁶ 5s - 4p ⁶ 74p	² S- ² P ⁰	1/2-1/2	K
		2969.195	2970.062	0.000	33669.332	4p ⁶ 5s - 4p ⁶ 74p	² S- ² P ⁰	1/2-3/2	K
	2969.245	2969.245	2970.112	0.000	33668.766	4p ⁶ 5s - 4p ⁶ 73p	² S- ² P ⁰	1/2-1/2	K
		2969.245	2970.112	0.000	33668.766	4p ⁶ 5s - 4p ⁶ 73p	² S- ² P ⁰	1/2-3/2	K
	2969.305	2969.305	2970.172	0.000	33668.086	4p ⁶ 5s - 4p ⁶ 72p	² S- ² P ⁰	1/2-1/2	K
		2969.305	2970.172	0.000	33668.086	4p ⁶ 5s - 4p ⁶ 72p	² S- ² P ⁰	1/2-3/2	K
	2969.359	2969.358	2970.226	0.000	33667.477	4p ⁶ 5s - 4p ⁶ 71p	² S- ² P ⁰	1/2-1/2	K
		2969.358	2970.226	0.000	33667.477	4p ⁶ 5s - 4p ⁶ 71p	² S- ² P ⁰	1/2-3/2	K
	2969.422	2969.422	2970.289	0.000	33666.758	4p ⁶ 5s - 4p ⁶ 70p	² S- ² P ⁰	1/2-3/2	K
		2969.422	2970.289	0.000	33666.758	4p ⁶ 5s - 4p ⁶ 70p	² S- ² P ⁰	1/2-1/2	K
	2969.487	2969.487	2970.354	0.000	33666.023	4p ⁶ 5s - 4p ⁶ 69p	² S- ² P ⁰	1/2-3/2	K
		2969.487	2970.354	0.000	33666.023	4p ⁶ 5s - 4p ⁶ 69p	² S- ² P ⁰	1/2-1/2	K
	2969.554	2969.554	2970.421	0.000	33665.262	4p ⁶ 5s - 4p ⁶ 68p	² S- ² P ⁰	1/2-3/2	K
		2969.554	2970.421	0.000	33665.262	4p ⁶ 5s - 4p ⁶ 68p	² S- ² P ⁰	1/2-1/2	K
	2969.625	2969.625	2970.492	0.000	33664.457	4p ⁶ 5s - 4p ⁶ 67p	² S- ² P ⁰	1/2-1/2	K
		2969.625	2970.492	0.000	33664.457	4p ⁶ 5s - 4p ⁶ 67p	² S- ² P ⁰	1/2-3/2	K
	2969.700	2969.700	2970.567	0.000	33663.609	4p ⁶ 5s - 4p ⁶ 66p	² S- ² P ⁰	1/2-1/2	K
		2969.700	2970.567	0.000	33663.609	4p ⁶ 5s - 4p ⁶ 66p	² S- ² P ⁰	1/2-3/2	K

Table 1.Wavelengths and Energy-Level Classifications for Rb I, Continued

Rel.	Air Wavelength (Å)		Vac. Wave-	Levels (cm^{-1})	Configurations	Terms	J	Ref
Int.	Observed	Calculated	length (Å)	Lower - Upper			Values	
	2969.779	2969.779	2970.646	0.000 - 33662.711	$4p^65s - 4p^665p$	$^2S - ^2P^0$	1/2-1/2	K
		2969.779	2970.646	0.000 - 33662.711	$4p^65s - 4p^665p$	$^2S - ^2P^0$	1/2-3/2	K
	2969.861	2969.861	2970.728	0.000 - 33661.781	$4p^65s - 4p^664p$	$^2S - ^2P^0$	1/2-1/2	K
		2969.861	2970.728	0.000 - 33661.781	$4p^65s - 4p^664p$	$^2S - ^2P^0$	1/2-3/2	K
	2969.948	2969.948	2970.815	0.000 - 33660.797	$4p^65s - 4p^663p$	$^2S - ^2P^0$	1/2-1/2	K
		2969.948	2970.815	0.000 - 33660.797	$4p^65s - 4p^663p$	$^2S - ^2P^0$	1/2-3/2	K
	2970.038	2970.038	2970.905	0.000 - 33659.773	$4p^65s - 4p^662p$	$^2S - ^2P^0$	1/2-1/2	K
		2970.038	2970.905	0.000 - 33659.773	$4p^65s - 4p^662p$	$^2S - ^2P^0$	1/2-3/2	K
	2970.136	2970.136	2971.003	0.000 - 33658.664	$4p^65s - 4p^661p$	$^2S - ^2P^0$	1/2-1/2	K
		2970.136	2971.003	0.000 - 33658.664	$4p^65s - 4p^661p$	$^2S - ^2P^0$	1/2-3/2	K
	2970.237	2970.237	2971.104	0.000 - 33657.523	$4p^65s - 4p^660p$	$^2S - ^2P^0$	1/2-1/2	K
		2970.237	2971.104	0.000 - 33657.523	$4p^65s - 4p^660p$	$^2S - ^2P^0$	1/2-3/2	K
	2970.339	2970.339	2971.206	0.000 - 33656.367	$4p^65s - 4p^659p$	$^2S - ^2P^0$	1/2-1/2	K
		2970.339	2971.206	0.000 - 33656.367	$4p^65s - 4p^659p$	$^2S - ^2P^0$	1/2-3/2	K
	2970.452	2970.452	2971.319	0.000 - 33655.086	$4p^65s - 4p^658p$	$^2S - ^2P^0$	1/2-3/2	K
		2970.452	2971.319	0.000 - 33655.086	$4p^65s - 4p^658p$	$^2S - ^2P^0$	1/2-1/2	K
	2970.568	2970.568	2971.435	0.000 - 33653.770	$4p^65s - 4p^657p$	$^2S - ^2P^0$	1/2-3/2	K
		2970.568	2971.345	0.000 - 33653.770	$4p^65s - 4p^657p$	$^2S - ^2P^0$	1/2-1/2	K
	2970.690	2970.690	2971.557	0.000 - 33652.391	$4p^65s - 4p^656p$	$^2S - ^2P^0$	1/2-3/2	K
		2970.690	2971.557	0.000 - 33652.391	$4p^65s - 4p^656p$	$^2S - ^2P^0$	1/2-1/2	K
	2970.819	2970.819	2971.686	0.000 - 33650.926	$4p^65s - 4p^655p$	$^2S - ^2P^0$	1/2-3/2	K
		2970.819	2971.686	0.000 - 33650.926	$4p^65s - 4p^655p$	$^2S - ^2P^0$	1/2-1/2	K
	2970.962	2970.962	2971.829	0.000 - 33649.309	$4p^65s - 4p^654p$	$^2S - ^2P^0$	1/2-1/2	K
		2970.962	2971.829	0.000 - 33649.309	$4p^65s - 4p^654p$	$^2S - ^2P^0$	1/2-3/2	K

Table 1.Wavelengths and Energy-Level Classifications for Rb I, Continued

Rel.	Air Wavelength (Å)		Vac. Wave-	Levels (cm^{-1})	Configurations	Terms	J	Ref
Int.	Observed	Calculated	length (Å)	Lower - Upper			Values	
	2971.105	2971.105	2971.972	0.000 - 33647.688	$4p^65s - 4p^653p$	$2S - 2P^0$	1/2-1/2	K
		2971.105	2971.972	0.000 - 33647.688	$4p^65s - 4p^653p$	$2S - 2P^0$	1/2-3/2	K
	2971.264	2971.264	2972.131	0.000 - 33645.887	$4p^65s - 4p^652p$	$2S - 2P^0$	1/2-1/2	K
		2971.264	2972.131	0.000 - 33645.887	$4p^65s - 4p^652p$	$2S - 2P^0$	1/2-3/2	K
	2971.431	2971.431	2972.299	0.000 - 33644.000	$4p^65s - 4p^651p$	$2S - 2P^0$	1/2-1/2	K
		2971.431	2972.299	0.000 - 33644.000	$4p^65s - 4p^651p$	$2S - 2P^0$	1/2-3/2	K
	2971.609	2971.609	2972.477	0.000 - 33641.984	$4p^65s - 4p^650p$	$2S - 2P^0$	1/2-1/2	K
		2971.609	2972.477	0.000 - 33641.984	$4p^65s - 4p^650p$	$2S - 2P^0$	1/2-3/2	K
	2971.796	2971.796	2972.664	0.000 - 33639.867	$4p^65s - 4p^649p$	$2S - 2P^0$	1/2-1/2	K
		2971.796	2972.664	0.000 - 33639.867	$4p^65s - 4p^649p$	$2S - 2P^0$	1/2-3/2	K
	2971.996	2971.996	2972.864	0.000 - 33637.598	$4p^65s - 4p^648p$	$2S - 2P^0$	1/2-1/2	K
		2971.996	2972.864	0.000 - 33637.598	$4p^65s - 4p^648p$	$2S - 2P^0$	1/2-3/2	K
	2972.210	2972.210	2973.078	0.000 - 33635.180	$4p^65s - 4p^647p$	$2S - 2P^0$	1/2-3/2	K
		2972.210	2973.078	0.000 - 33635.180	$4p^65s - 4p^647p$	$2S - 2P^0$	1/2-1/2	K
	2972.441	2972.441	2973.309	0.000 - 33632.563	$4p^65s - 4p^646p$	$2S - 2P^0$	1/2-3/2	K
		2972.441	2973.309	0.000 - 33632.563	$4p^65s - 4p^646p$	$2S - 2P^0$	1/2-1/2	K
	2972.688	2972.688	2973.556	0.000 - 33629.773	$4p^65s - 4p^645p$	$2S - 2P^0$	1/2-3/2	K
		2972.688	2973.556	0.000 - 33629.773	$4p^65s - 4p^645p$	$2S - 2P^0$	1/2-1/2	K
	2972.951	2972.951	2973.819	0.000 - 33626.797	$4p^65s - 4p^644p$	$2S - 2P^0$	1/2-1/2	K
		2972.951	2973.819	0.000 - 33626.797	$4p^65s - 4p^644p$	$2S - 2P^0$	1/2-3/2	K
	2973.236	2973.236	2974.104	0.000 - 33623.570	$4p^65s - 4p^643p$	$2S - 2P^0$	1/2-1/2	K
		2973.236	2974.104	0.000 - 33623.570	$4p^65s - 4p^643p$	$2S - 2P^0$	1/2-3/2	K
	2973.541	2973.541	2974.409	0.000 - 33620.121	$4p^65s - 4p^642p$	$2S - 2P^0$	1/2-3/2	K
		2973.541	2974.409	0.000 - 33620.121	$4p^65s - 4p^642p$	$2S - 2P^0$	1/2-1/2	K

Table 1.Wavelengths and Energy-Level Classifications for Rh I, Continued

Rel. Int.	Air Wavelength (Å)		Vac. Wave-	Levels (cm ⁻¹)	Configurations	Terms	J	Ref
	Observed	Calculated	length (Å)	Lower - Upper			Values	
	2973.874	2973.874	2974.742	0.000 - 33616.359	4p ⁶ 5s - 4p ⁶ 41p	² S - ² P ⁰	1/2-3/2	K
		2973.874	2974.742	0.000 - 33616.359	4p ⁶ 5s - 4p ⁶ 41p	² S - ² P ⁰	1/2-1/2	K
	2974.232	2974.232	2975.100	0.000 - 33612.313	4p ⁶ 5s - 4p ⁶ 40p	² S - ² P ⁰	1/2-3/2	K
		2974.232	2975.100	0.000 - 33612.313	4p ⁶ 5s - 4p ⁶ 40p	² S- ² P ⁰	1/2-1/2	K
	2974.620	2974.620	2975.488	0.000 - 33607.926	4p ⁶ 5s - 4p ⁶ 39p	² S- ² P ⁰	1/2-3/2	K
		2974.620	2975.488	0.000 - 33607.926	4p ⁶ 5s - 4p ⁶ 39p	² S- ² P ⁰	1/2-1/2	K
	2975.046	2975.046	2975.914	0.000 - 33603.117	4p ⁶ 5s - 4p ⁶ 38p	² S- ² P ⁰	1/2-1/2	K
		2975.046	2975.914	0.000 - 33603.117	4p ⁶ 5s - 4p ⁶ 38p	² S- ² P ⁰	1/2-3/2	K
	2975.505	2975.505	2976.374	0.000 - 33597.934	4p ⁶ 5s - 4p ⁶ 37p	² S- ² P ⁰	1/2-3/2	K
		2975.505	2976.374	0.000 - 33597.934	4p ⁶ 5s - 4p ⁶ 37p	² S- ² P ⁰	1/2-1/2	K
	2976.006	2976.006	2976.875	0.000 - 33592.273	4p ⁶ 5s - 4p ⁶ 36p	² S- ² P ⁰	1/2-3/2	K
		2976.006	2976.875	0.000 - 33592.273	4p ⁶ 5s - 4p ⁶ 36p	² S- ² P ⁰	1/2-1/2	K
	2976.555	2976.555	2977.424	0.000 - 33586.082	4p ⁶ 5s - 4p ⁶ 35p	² S- ² P ⁰	1/2-1/2	K
		2976.555	2977.424	0.000 - 33586.082	4p ⁶ 5s - 4p ⁶ 35p	² S- ² P ⁰	1/2-3/2	K
	2977.156	2977.156	2978.025	0.000 - 33579.301	4p ⁶ 5s - 4p ⁶ 34p	² S- ² P ⁰	1/2-1/2	K
		2977.156	2978.025	0.000 - 33579.301	4p ⁶ 5s - 4p ⁶ 34p	² S- ² P ⁰	1/2-3/2	K
	2977.819	2977.819	2978.688	0.000 - 33571.828	4p ⁶ 5s - 4p ⁶ 33p	² S- ² P ⁰	1/2-3/2	K
		2977.819	2978.688	0.000 - 33571.828	4p ⁶ 5s - 4p ⁶ 33p	² S- ² P ⁰	1/2-1/2	K
	2978.554	2978.554	2979.423	0.000 - 33563.547	4p ⁶ 5s - 4p ⁶ 32p	² S- ² P ⁰	1/2-1/2	K
		2978.554	2979.423	0.000 - 33563.547	4p ⁶ 5s - 4p ⁶ 32p	² S- ² P ⁰	1/2-3/2	K
	2979.362	2979.362	2980.231	0.000 - 33554.438	4p ⁶ 5s - 4p ⁶ 31p	² S- ² P ⁰	1/2-3/2	K
		2979.362	2980.231	0.000 - 33554.438	4p ⁶ 5s - 4p ⁶ 31p	² S- ² P ⁰	1/2-1/2	K
	2980.269	2980.269	2981.139	0.000 - 33544.230	4p ⁶ 5s - 4p ⁶ 30p	² S- ² P ⁰	1/2-1/2	K
		2980.269	2981.139	0.000 - 33544.230	4p ⁶ 5s - 4p ⁶ 30p	² S- ² P ⁰	1/2-3/2	K

Table 1. Wavelengths and Energy-Level Classifications for Rb I, Continued

Rel.	Air Wavelength (Å)		Vac. Wave-	Levels (cm^{-1})	Configurations	Terms	J	Ref
Int.	Observed	Calculated	length (Å)	Lower - Upper			Values	
	2981.278	2981.278	2982.148	0.000 - 33532.875	$4p^65s - 4p^629p$	$2S-2P^0$	1/2-3/2	K
		2981.278	2982.148	0.000 - 33532.875	$4p^65s - 4p^629p$	$2S-2P^0$	1/2-1/2	K
	2982.406	2982.406	2983.276	0.000 - 33520.195	$4p^65s - 4p^628p$	$2S-2P^0$	1/2-1/2	K
		2982.406	2983.276	0.000 - 33520.195	$4p^65s - 4p^628p$	$2S-2P^0$	1/2-3/2	K
	2983.679	2983.679	2984.550	0.000 - 33505.895	$4p^65s - 4p^627p$	$2S-2P^0$	1/2-1/2	K
		2983.679	2984.550	0.000 - 33505.895	$4p^65s - 4p^627p$	$2S-2P^0$	1/2-3/2	K
	2985.117	2985.117	2985.988	0.000 - 33489.750	$4p^65s - 4p^626p$	$2S-2P^0$	1/2-3/2	K
	2985.140	2985.140	2986.011	0.000 - 33489.492	$4p^65s - 4p^626p$	$2S-2P^0$	1/2-1/2	K
	2986.754	2986.754	2987.625	0.000 - 33471.398	$4p^65s - 4p^625p$	$2S-2P^0$	1/2-3/2	K
	2986.782	2986.782	2987.653	0.000 - 33471.086	$4p^65s - 4p^625p$	$2S-2P^0$	1/2-1/2	K
	2988.634	2988.634	2989.506	0.000 - 33450.344	$4p^65s - 4p^624p$	$2S-2P^0$	1/2-3/2	K
	2988.665	2988.665	2989.537	0.000 - 33449.996	$4p^65s - 4p^624p$	$2S-2P^0$	1/2-1/2	K
	2990.800	2990.800	2991.672	0.000 - 33426.121	$4p^65s - 4p^623p$	$2S-2P^0$	1/2-3/2	K
	2990.835	2990.835	2991.707	0.000 - 33425.730	$4p^65s - 4p^623p$	$2S-2P^0$	1/2-1/2	K
	2993.313	2993.313	2994.186	0.000 - 33398.059	$4p^65s - 4p^622p$	$2S-2P^0$	1/2-3/2	K
	2993.256	2993.352	2994.129	0.000 - 33397.621	$4p^65s - 4p^622p$	$2S-2P^0$	1/2-1/2	K
	2996.256	2996.256	2997.130	0.000 - 33365.254	$4p^65s - 4p^621p$	$2S-2P^0$	1/2-3/2	K
	2996.299	2996.299	2997.173	0.000 - 33364.773	$4p^65s - 4p^621p$	$2S-2P^0$	1/2-1/2	K
	2999.725	2999.725	3000.600	0.000 - 33326.668	$4p^65s - 4p^620p$	$2S-2P^0$	1/2-3/2	K
	2999.776	2999.776	3000.651	0.000 - 33326.105	$4p^65s - 4p^620p$	$2S-2P^0$	1/2-1/2	K
	3003.862	3003.862	3004.738	0.000 - 33280.777	$4p^65s - 4p^619p$	$2S-2P^0$	1/2-3/2	K
	3003.923	3003.923	3004.799	0.000 - 33280.102	$4p^65s - 4p^619p$	$2S-2P^0$	1/2-1/2	K
	3008.847	3008.847	3009.724	0.000 - 33225.641	$4p^65s - 4p^618p$	$2S-2P^0$	1/2-3/2	K
	3008.923	3008.923	3009.800	0.000 - 33224.797	$4p^65s - 4p^618p$	$2S-2P^0$	1/2-1/2	K

Table 1.Wavelengths and Energy-Level Classifications for Rb I, Continued

Rel.	Air Wavelength (Å)		Vac. Wave-	Levels (cm^{-1})	Configurations	Terms	J	Ref
Int.	Observed	Calculated	length (Å)	Lower - Upper			Values	
	3014.938	3014.938	3015.816	0.000 - 33158.520	$4p^65s - 4p^617p$	$2S-2P^0$	1/2-3/2	K
	3015.029	3015.029	3015.907	0.000 - 33157.516	$4p^65s - 4p^617p$	$2S-2P^0$	1/2-1/2	K
	3022.478	3022.478	3023.358	0.000 - 33075.801	$4p^65s - 4p^616p$	$2S-2P^0$	1/2-3/2	K
	3022.591	3022.591	3023.471	0.000 - 33074.566	$4p^65s - 4p^616p$	$2S-2P^0$	1/2-1/2	K
	3031.979	3031.979	3032.862	0.000 - 32972.160	$4p^65s - 4p^615p$	$2S-2P^0$	1/2-3/2	K
	3032.120	3032.120	3033.003	0.000 - 32970.625	$4p^65s - 4p^615p$	$2S-2P^0$	1/2-1/2	K
	3044.182	3044.182	3045.068	0.000 - 32839.992	$4p^65s - 4p^614p$	$2S-2P^0$	1/2-3/2	K
	3044.368	3044.368	3045.524	0.000 - 32837.984	$4p^65s - 4p^614p$	$2S-2P^0$	1/2-1/2	K
	3060.247	3060.247	3061.137	0.000 - 32667.602	$4p^65s - 4p^613p$	$2S-2P^0$	1/2-3/2	K
	3060.491	3060.491	3061.381	0.000 - 32664.998	$4p^65s - 4p^613p$	$2S-2P^0$	1/2-1/2	K
	3082.003	3082.003	3082.898	0.000 - 32437.012	$4p^65s - 4p^612p$	$2S-2P^0$	1/2-3/2	K
2	3082.340	3082.340	3083.235	0.000 - 32433.465	$4p^65s - 4p^612p$	$2S-2P^0$	1/2-1/2	K
10	3112.566	3112.566	3113.469	0.000 - 32118.518	$4p^65s - 4p^611p$	$2S-2P^0$	1/2-3/2	K
3	3113.047	3113.047	3113.950	0.000 - 32113.553	$4p^65s - 4p^611p$	$2S-2P^0$	1/2-1/2	K
25	3157.530	3157.530	3158.444	0.000 - 31661.156	$4p^65s - 4p^610p$	$2S-2P^0$	1/2-3/2	K
5	3158.259	3158.259	3159.173	0.000 - 31653.848	$4p^65s - 4p^610p$	$2S-2P^0$	1/2-1/2	K
50	3227.979	3227.979	3228.911	0.000 - 30970.019	$4p^65s - 4p^69p$	$2S-2P^0$	1/2-3/2	K
6	3229.156	3229.174	3230.088	0.000 - 30958.739	$4p^65s - 4p^69p$	$2S-2P^0$	1/2-1/2	K
60	3348.696	3348.678	3349.659	0.000 - 29853.948	$4p^65s - 4p^68p$	$2S-2P^0$	1/2-3/2	K
75	3350.812	3350.827	3351.775	0.000 - 29834.798	$4p^65s - 4p^68p$	$2S-2P^0$	1/2-1/2	K
100	3587.050	3587.050	3588.074	0.000 - 27870.107	$4p^65s - 4p^67p$	$2S-2P^0$	1/2-3/2	K
40	3591.572	3591.572	3592.597	0.000 - 27835.018	$4p^65s - 4p^67p$	$2S-2P^0$	1/2-1/2	K
1000	4201.792	4201.810	4202.976	0.000 - 23792.565	$4p^65s - 4p^66p$	$2S-2P^0$	1/2-3/2	K
	4215.524	4215.549	4216.711	0.000 - 23715.023	$4p^65s - 4p^66p$	$2S-2P^0$	1/2-1/2	K

Table 1. Wavelengths and Energy-Level Classifications for Rb I, Continued

Rel.	Air Wavelength (Å)		Vac. Wave-	Levels (cm^{-1})	Configurations	Terms	J	Ref
Int.	Observed	Calculated	length (Å)	Lower - Upper			Values	
2	5087.987		5089.405	12578.950 - 32227.680	$4p^65p - 4p^610d$	$2P^{0-2}D$	1/2-3/2	H
2	5132.471		5133.901	12816.545 - 32295.040	$4p^65p - 4p^612s$	$2P^{0-2}S$	3/2-1/2	H
10	5150.134		5151.569	12816.545 - 32228.160	$4p^65p - 4p^610d$	$2P^{0-2}D$	3/2-5/2	H
1	5169.651	5169.653	5171.091	12578.954 - 31917.226	$4p^65p - 4p^611s$	$2P^{0-2}S$	1/2-1/2	R2
15	5195.273	5195.274	5196.720	12578.954 - 31821.858	$4p^65p - 4p^69d$	$2P^{0-2}D$	1/2-3/2	R2
2	5233.961	5233.959	5235.418	12816.547 - 31917.226	$4p^65p - 4p^611s$	$2P^{0-2}S$	3/2-1/2	R2
20	5260.031	5260.031	5261.495	12816.547 - 31822.551	$4p^65p - 4p^69d$	$2P^{0-2}D$	3/2-5/2	R2
1	5260.224	5260.223	5261.688	12816.547 - 31821.858	$4p^65p - 4p^69d$	$2P^{0-2}D$	3/2-3/2	R2
3	5322.374	5322.375	5323.855	12578.954 - 31362.334	$4p^65p - 4p^610s$	$2P^{0-2}S$	1/2-1/2	R2
40	5362.598	5362.600	5364.089	12578.954 - 31221.442	$4p^65p - 4p^68d$	$2P^{0-2}D$	1/2-3/2	R2
4	5390.562	5390.561	5392.061	12816.547 - 31362.334	$4p^65p - 4p^610s$	$2P^{0-2}S$	3/2-1/2	R2
75	5431.529	5431.529	5433.039	12816.547 - 31222.454	$4p^65p - 4p^68d$	$2P^{0-2}D$	3/2-5/2	R2
3	5431.828	5431.828	5433.338	12816.547 - 31221.442	$4p^65p - 4p^68d$	$2P^{0-2}D$	3/2-3/2	R2
6	5578.788	5578.785	5580.337	12578.954 - 30499.027	$4p^65p - 4p^69s$	$2P^{0-2}S$	1/2-1/2	R2
40	5647.774	5647.774	5649.342	12578.954 - 30280.133	$4p^65p - 4p^67d$	$2P^{0-2}D$	1/2-3/2	R2
20	5653.744	5653.746	5655.313	12816.547 - 30499.027	$4p^65p - 4p^69s$	$2P^{0-2}S$	3/2-1/2	R2
60	5724.121	5724.121	5727.709	12816.547 - 30281.633	$4p^65p - 4p^67d$	$2P^{0-2}D$	3/2-5/2	R2
3	5724.614	5724.613	5726.202	12816.547 - 30280.133	$4p^65p - 4p^67d$	$2P^{0-2}D$	3/2-3/2	R2
75	6070.751	6070.751	6072.432	12578.954 - 29046.820	$4p^65p - 4p^68s$	$2P^{0-2}S$	1/2-1/2	R2
30	6159.622	6159.621	6161.327	12816.547 - 29046.820	$4p^65p - 4p^68s$	$2P^{0-2}S$	3/2-1/2	R2
75	6206.309	6206.310	6208.026	12578.954 - 28687.130	$4p^65p - 4p^66d$	$2P^{0-2}D$	1/2-3/2	R2
120	6298.325	6298.325	6300.067	12816.547 - 28689.394	$4p^65p - 4p^66d$	$2P^{0-2}D$	3/2-5/2	R2
5	6299.225	6299.223	6300.967	12816.547 - 28687.130	$4p^65p - 4p^66d$	$2P^{0-2}D$	3/2-3/2	R2
100	7279.997	7279.997	7282.003	12578.954 - 26311.440	$4p^65p - 4p^67s$	$2P^{0-2}S$	1/2-1/2	R2

Table 1. Wavelengths and Energy-Level Classifications for Rb I, Continued

Rel. Int.	Air Wavelength (Å)		Vac. Wave- length (Å)	Levels (cm^{-1})	Configurations	Terms	J	Ref
	Observed	Calculated		Lower - Upper			Values	
150	7408.170	7408.170	7410.211	12816.547 - 26311.440	$4p^65p - 4p^67s$	$2P^0-2S$	3/2-1/2	R2
200	7618.933	7618.933	7621.030	12578.954 - 25700.540	$4p^65p - 4p^65d$	$2P^0-2D$	1/2-3/2	R2
300	7757.651	7757.650	7759.786	12816.547 - 25703.501	$4p^65p - 4p^65d$	$2P^0-2D$	3/2-5/2	R2
60	7759.434	7759.430	7761.569	12816.547 - 25700.540	$4p^65p - 4p^65d$	$2P^0-2D$	3/2-3/2	R2
90000	7800.268	7800.267	7802.414	0.000 - 12816.547	$4p^65s - 4p^65p$	$2S-2P^0$	1/2-3/2	R2
5	7925.260	7925.260	7927.440	19355.282 - 31969.694	$4p^64d - 4p^68f$	$2D-2F^0$	5/2-7/2	R2,J
4	7925.537	7925.536	7927.717	19355.623 - 31969.595	$4p^64d - 4p^68f$	$2D-2F^0$	3/2-5/2	R2
4500	7947.603	7947.600	7949.789	0.000 - 12578.954	$4p^65s - 4p^65p$	$2S-2P^0$	1/2-1/2	R2,J
40	8271.410	8271.409	8273.684	19355.282 - 31441.797	$4p^64d - 4p^67f$	$2D-2F^0$	5/2-7/2	R2
30	8271.707	8271.706	8273.981	19355.623 - 31441.705	$4p^64d - 4p^67f$	$2D-2F^0$	3/2-5/2	R2
40	8868.508	8868.505	8870.943	19355.282 - 30628.042	$4p^64d - 4p^66f$	$2D-2F^0$	5/2-7/2	R2
30	8868.846	8868.845	8871.281	19355.623 - 30627.954	$4p^64d - 4p^66f$	$2D-2F^0$	3/2-5/2	R2
3	9224.640	9224.638	9227.172	20132.460 - 30970.019	$4p^66s - 4p^69p$	$2S-2P^0$	1/2-3/2	R2
2	9234.250	9234.251	9236.784	20132.460 - 30958.739	$4p^66s - 4p^69p$	$2S-2P^0$	1/2-1/2	R2
30	9522.650	9522.650	9525.262	19355.623 - 29853.948	$4p^64d - 4p^68p$	$2D-2P^0$	3/2-3/2	R2
20	9540.180	9540.173	9542.797	19355.623 - 29834.798	$4p^64d - 4p^68p$	$2D-2P^0$	3/2-1/2	R2
35	10075.277	10075.275	10078.039	19355.282 - 29277.847	$4p^64d - 4p^65f$	$2D-2F^0$	5/2-7/2	R2
30	10075.711	10075.710	10078.473	19355.623 - 29277.762	$4p^64d - 4p^65f$	$2D-2F^0$	3/2-5/2	R2
100	13235.270	13235.264	13238.890	12578.954 - 20132.460	$4p^65p - 4p^66s$	$2P^0-2S$	1/2-1/2	J
20	13442.810	13442.806	13446.486	19355.282 - 26792.169	$4p^64d - 4p^64f$	$2D-2F^0$	5/2-7/2	J
30	13443.400	13443.396	13447.076	19355.623 - 26792.185	$4p^64d - 4p^64f$	$2D-2F^0$	3/2-5/2	J
75	13665.010		13668.746	12816.547 - 20132.460	$4p^65p - 4p^66s$	$2P^0-2S$	3/2-1/2	J
1000	14752.300		14756.332	12578.954 - 19355.623	$4p^65p - 4p^64d$	$2P^0-2D$	1/2-3/2	J
800	15288.430		15292.608	12816.547 - 19355.623	$4p^65p - 4p^64d$	$2P^0-2D$	3/2-3/2	J

Table 1. Wavelengths and Energy-Level Classifications for Rb I, Continued

Rel. Int.	Air Wavelength (Å)		Vac. Wave- length (Å)	Levels (cm^{-1}) Lower - Upper	Configurations	Terms	J Values	Ref
	Observed	Calculated						
150	15289.300	15289.302	15293.478	12816.547 - 19355.282	$4p^65p - 4p^64d$	$^2P^0-^2D$	3/2-5/2	J
20	22529.650		22535.799	19355.282 - 23792.565	$4p^64d - 4p^66p$	$^2D-^2P^0$	5/2-3/2	J
10	22932.470		22938.728	19355.649 - 23715.190	$4p^64d - 4p^66p$	$^2D-^2P^0$	3/2-1/2	H
4	27314.310		27321.762	20132.460 - 23792.565	$4p^66s - 4p^66p$	$^2S-^2P^0$	1/2-3/2	J
2	27905.370	27905.372	27912.983	20132.460 - 23715.023	$4p^66s - 4p^66p$	$^2S-^2P^0$	1/2-1/2	J

Table II. Energy Levels of Rb I

Configuration	Term	J	Levels (cm^{-1})	Configuration	Term	J	Levels (cm^{-1})
$4p^65s$	2S	1/2	0.000	$4p^66p$	2P	3/2	23792.565
$4p^64d$	2D	5/2	19355.282	$4p^64f$	2F	5/2	26792.185
$4p^64d$	2D	3/2	19355.623	$4p^64f$	2F	7/2	26792.169
$4p^66s$	2S	1/2	20132.460	$4p^67p$	2P	1/2	27835.018
$4p^65d$	2D	3/2	25700.540	$4p^67p$	2P	3/2	27870.107
$4p^65d$	2D	5/2	25703.501	$4p^65f$	2F	7/2	29277.847
$4p^67s$	2S	1/2	26311.440	$4p^65f$	2F	5/2	29277.762
$4p^66d$	2D	3/2	28687.130	$4p^68p$	2P	1/2	29834.798
$4p^66d$	2D	5/2	28689.394	$4p^68p$	2P	3/2	29853.948
$4p^68s$	2S	1/2	29046.820	$4p^66f$	2F	7/2	30628.042
$4p^67d$	2D	3/2	30280.133	$4p^66f$	2F	5/2	30627.954
$4p^67d$	2D	5/2	30281.633	$4p^69p$	2P	1/2	30958.739
$4p^69s$	2S	1/2	30499.027	$4p^69p$	2P	3/2	30970.019
$4p^68d$	2D	3/2	31221.442	$4p^67f$	2F	7/2	31441.797
$4p^68d$	2D	5/2	31222.454	$4p^67f$	2F	5/2	31441.705
$4p^610s$	2S	1/2	31362.334	$4p^610p$	2P	1/2	31653.848
$4p^69d$	2D	3/2	31821.858	$4p^610p$	2P	3/2	31661.156
$4p^69d$	2D	5/2	31822.551	$4p^68f$	2F	5/2	31969.595
$4p^611s$	2S	1/2	31917.226	$4p^68f$	2F	7/2	31969.694
$4p^610d$	2D	3/2	32227.680	$4p^611p$	2P	1/2	32113.553
$4p^610d$	2D	5/2	32228.160	$4p^611p$	2P	3/2	32118.518
$4p^612s$	2S	1/2	32295.040	$4p^612p$	2P	1/2	32433.465
$4p^65p$	2P	1/2	12578.954	$4p^612p$	2P	3/2	32437.012
$4p^65p$	2P	3/2	12816.547	$4p^613p$	2P	1/2	32664.998
$4p^66p$	2P	1/2	23715.023	$4p^613p$	2P	3/2	32667.602

Table II. Energy Levels of Rb I, Continued

Configuration	Term	J	Levels (cm^{-1})	Configuration	Term	J	Levels (cm^{-1})
$4p^6 14p$	2P	1/2	32837.984	$4p^6 26p$	2P	3/2	33489.750
$4p^6 14p$	2P	3/2	32839.992	$4p^6 27p$	2P	1/2,3/2	33505.895
$4p^6 15p$	2P	1/2	32970.625	$4p^6 28p$	2P	1/2,3/2	33520.195
$4p^6 15p$	2P	3/2	32972.160	$4p^6 29p$	2P	1/2,3/2	33532.875
$4p^6 16p$	2P	1/2	33074.566	$4p^6 30p$	2P	1/2,3/2	33544.230
$4p^6 16p$	2P	3/2	33075.801	$4p^6 31p$	2P	1/2,3/2	33554.438
$4p^6 17p$	2P	1/2	33157.516	$4p^6 32p$	2P	1/2,3/2	33563.547
$4p^6 17p$	2P	3/2	33158.520	$4p^6 33p$	2P	1/2,3/2	33571.828
$4p^6 18p$	2P	1/2	33224.797	$4p^6 34p$	2P	1/2,3/2	33579.301
$4p^6 18p$	2P	3/2	33225.641	$4p^6 35p$	2P	1/2,3/2	33586.082
$4p^6 19p$	2P	1/2	33280.102	$4p^6 36p$	2P	1/2,3/2	33592.273
$4p^6 19p$	2P	3/2	33280.777	$4p^6 37p$	2P	1/2,3/2	33597.934
$4p^6 20p$	2P	1/2	33326.105	$4p^6 38p$	2P	1/2,3/2	33603.117
$4p^6 20p$	2P	3/2	33326.668	$4p^6 39p$	2P	1/2,3/2	33607.926
$4p^6 21p$	2P	1/2	33364.773	$4p^6 40p$	2P	1/2,3/2	33612.313
$4p^6 21p$	2P	3/2	33365.254	$4p^6 41p$	2P	1/2,3/2	33616.359
$4p^6 22p$	2P	1/2	33397.621	$4p^6 42p$	2P	1/2,3/2	33620.121
$4p^6 22p$	2P	3/2	33398.059	$4p^6 43p$	2P	1/2,3/2	33623.570
$4p^6 23p$	2P	1/2	33425.730	$4p^6 44p$	2P	1/2,3/2	33626.797
$4p^6 23p$	2P	3/2	33426.121	$4p^6 45p$	2P	1/2,3/2	33629.773
$4p^6 24p$	2P	1/2	33449.996	$4p^6 46p$	2P	1/2,3/2	33632.563
$4p^6 24p$	2P	3/2	33450.344	$4p^6 47p$	2P	1/2,3/2	33635.180
$4p^6 25p$	2P	1/2	33471.086	$4p^6 48p$	2P	1/2,3/2	33637.598
$4p^6 25p$	2P	3/2	33471.398	$4p^6 49p$	2P	1/2,3/2	33639.867
$4p^6 26p$	2P	1/2	33489.492	$4p^6 50p$	2P	1/2,3/2	33641.984

Table II. Energy Levels of Rb I, Continued

Configuration	Term	J	Levels (cm^{-1})	Configuration	Term	J	Levels (cm^{-1})
$4p^6 51p$	2P	1/2,3/2	33644.000	$4p^6 76p$	2P	1/2,3/2	33670.582
$4p^6 52p$	2P	1/2,3/2	33645.887	$4p^6 77p$	2P	1/2,3/2	33671.035
$4p^6 53p$	2P	1/2,3/2	33647.688	$4p^5 5s^2$	2P	3/2	123502.531
$4p^6 54p$	2P	1/2,3/2	33649.309	$4p^5 5s^2$	2P	1/2	130276.188
$4p^6 55p$	2P	1/2,3/2	33650.926	$4p^5 5s 5p$	4S	3/2	134250.100
$4p^6 56p$	2P	1/2,3/2	33652.391	$4p^5 4d 5s$	4P	1/2	134577.734
$4p^6 57p$	2P	1/2,3/2	33653.770	$4p^5 4d 5s$	4P	3/2	135350.969
$4p^6 58p$	2P	1/2,3/2	33655.086	$4p^5 5s 4d$	4P	5/2	136806.437
$4p^6 59p$	2P	1/2,3/2	33656.367	$4p^5 4d(^3P) 5s$	2P	1/2	138811.766
$4p^6 60p$	2P	1/2,3/2	33657.523	$4p^5 4d(^3P) 5s$	2P	3/2	139893.391
$4p^6 61p$	2P	1/2,3/2	33658.664	$4p^5(^2P_{3/2}) 4d 6s$	2[2]	3/2	139899.281
$4p^6 62p$	2P	1/2,3/2	33659.773	$4p^5 5s(^3P_2) 4d$	0[0]	1/2	145355.812
$4p^6 63p$	2P	1/2,3/2	33660.797	$4p^5(^2P_{3/2}) 4d^2$	$\frac{3}{2}[\frac{3}{2}]$	1/2	145463.219
$4p^6 64p$	2P	1/2,3/2	33661.781	$4p^5(^2P_{3/2}) 5s 6s$	2[2]	3/2	145518.047
$4p^6 65p$	2P	1/2,3/2	33662.711	$4p^5 5s(^3P_2) 4d$	1[1]	1/2	145530.750
$4p^6 66p$	2P	1/2,3/2	33663.609	$4p^5(^2P_{3/2}) 5s 6s$	1[1]	3/2	146049.359
$4p^6 67p$	2P	1/2,3/2	33664.457	$4p^5 5s(^3P_2) 4d$	1[2]	3/2	146045.109
$4p^6 68p$	2P	1/2,3/2	33665.262	$4p^5(^2P_{3/2}) 5s 6s$	1[1]	1/2	147568.797
$4p^6 69p$	2P	1/2,3/2	33666.023	$4p^5 5s(^3P_1) 4d$	1[1]	1/2,3/2	147576.203
$4p^6 70p$	2P	1/2,3/2	33666.758	$4p^5(^2P_{3/2}) 4d 6s$	2[2]	3/2	148902.813
$4p^6 71p$	2P	1/2,3/2	33667.477	$4p^5 5s(^3P_1) 4d$	1[2]	3/2	148908.125
$4p^6 72p$	2P	1/2,3/2	33668.086	$4p^5 5s(^3P_2) 6s$	2[2]	3/2	151763.500
$4p^6 73p$	2P	1/2,3/2	33668.766	$4p^5(^2P_{3/2}) 4d 6s$	0[0]	1/2	151814.172
$4p^6 74p$	2P	1/2,3/2	33669.332	$4p^5 5s(^3P_1) 6s$	1[1]	1/2,3/2	152313.656
$4p^6 75p$	2P	1/2,3/2	33669.980	$4p^5(^2P_{3/2}) 4d 6s$	1[1]	1/2	152951.969

Table II. Energy Levels of Rb I, Continued

Configuration	Term	J	Levels (cm^{-1})	Configuration	Term	J	Levels (cm^{-1})
$4p^5 5s(^3P_0)4d$	0[2]	3/2	152966.016	$4p^5 5s(^3P_1)7s$	1[1]	1/2,3/2	160060.172
$4p^5(^2P_{1/2})5s6s$	0[0]	1/2	154035.734	$4p^5(^2P_{3/2})4d^2$	$\frac{3}{2}[\frac{3}{2}]$	3/2	160295.203
$4p^5 5s(^1P_1)4d$	1[1]	1/2	154042.859	$4p^5(^2P_{3/2})4d^2$	$?[\frac{7}{2}]$	5/2	160506.938
$4p^5(^2P_{3/2})5s4d$	1[1]	3/2	154251.000	$4p^5(^2P_{3/2})5s5d$	1[1]	1/2	160719.250
$4p^5 5s(^1P_1)4d$	1[1]	3/2	154254.578	$4p^5(^2P_{3/2})4d7s$	2[2]	3/2	160998.187
$4p^5(^2P_{1/2})4d6s$	1[2]	3/2	154940.516	$4p^5 4d(^3P_0)6s$	0[0]	1/2	161001.312
$4p^5 5s(^1P)6s$	2P	3/2	154948.906	$4p^5(^2P_{3/2})5s8s$	2[2]	3/2	161187.625
$4p^5 5s(^1P_1)4d$	1[2]	3/2	154955.406	$4p^5 5s(^3P_2)6d$	0[0]	1/2	161193.875
$4p^5(^2P_{3/2})4d^2$	$\frac{3}{2}[\frac{1}{2}]$	1/2	156280.281	$4p^5 5s(^3P_2)6d$	1[1]	1/2,3/2	161248.453
$4p^5 5s(^3P_0)6s$	0[0]	1/2	156284.922	$4p^5(^2P_{3/2})4d7s$	0[0]	1/2	161445.781
$4p^5(^2P_{1/2})5s6s$	1[1]	1/2	156274.406	$4p^5 4d(^3P_1)6s$	1[1]	1/2,3/2	161445.000
$4p^5 5s(^3P_2)5d$	0[0]	1/2	156826.828	$4p^5 4d(^3P_2)6s$	2[2]	3/2	161648.562
$4p^5(^2P_{3/2})5s7s$	2[2]	3/2	156828.797	$4p^5(^2P_{1/2})5s4d$	1[1]	3/2	161912.891
$4p^5(^2P_{1/2})5s6s$	1[1]	3/2	156961.234	$4p^5 5s(^3P_2)8s$	2[2]	3/2	162118.703
$4p^5 5s(^3P_2)5d$	1[1]	1/2,3/2	156973.547	$4p^5(^2P_{3/2})5s8s$	1[1]	1/2	162558.813
$4p^5(^2P_{1/2})4d6s$	1[2]	3/2	157728.703	$4p^5(^2P_{3/2})5s8s$	1[1]	3/2	162667.500
$4p^5(^2P_{1/2})4d6s$	0[0]	1/2	158528.859	$4p^5 5s(^3P_0)5d$	0[2]	3/2	162673.562
$4p^5 5s(^3P_1)5d$	1[1]	1/2,3/2	158536.391	$4p^5(^2P_{3/2})5s9s$	2[2]	3/2	162824.281
$4p^5 5s(^3P_1)5d$	1[2]	3/2	158676.500	$4p^5 5s(^3P_1)6d$	1[1]	1/2,3/2	162827.469
$4p^5(^2P_{3/2})5s7s$	2[2]	3/2	158684.062	$4p^5 5s(^3P_2)7d$	0[0]	1/2	163258.375
$4p^5(^2P_{3/2})5s7s$	1[1]	1/2	159072.281	$4p^5(^2P_{1/2})5s4d$	2[2]	3/2	163384.016
$4p^5 5s(^3P_2)7s$	2[2]	3/2	159082.906	$4p^5 5s(^3P_1)8s$	1[1]	1/2,3/2	163390.422
$4p^5(^2P_{1/2})4d6s$	2[2]	3/2	159184.969	$4p^5(^2P_{1/2})5s(^3P)4d$	1[1]	1/2	163513.047
$4p^5 5s(^1P_1)6s$	1[1]	1/2,3/2	159198.906	$4p^5 5s(^3P_2)9s$	2[2]	3/2	163681.391
$4p^5(^2P_{3/2})4d^2$	$\frac{1}{2}[\frac{1}{2}]$	1/2	160056.078	$4p^5(^2P_{1/2})5s(^3P)4d$	2[2]	3/2	163688.078

Table II. Energy Levels of Rb I, Continued

Configuration	Term	J	Levels (cm^{-1})	Configuration	Term	J	Levels (cm^{-1})
$4p^5(^2P_{3/2})4d7s$	1[1]	3/2	164146.734	$4p^5(^2P_{3/2})4d8s$	0[0]	1/2	166100.813
$4p^55s(^3P_0)7s$	0[0]	1/2	164156.703	$4p^55s(^1P_1)7s$	1[1]	1/2	166112.406
$4p^5(^2P_{3/2})4d7s$	1[1]	1/2	164333.125	$4p^55s(^3P_1)10s$	1[1]	1/2,3/2	166112.406
$4p^55s(^3P_2)8d$	0[0]	1/2	164340.156	$4p^55s(^3P_2)13d$	0[0]	1/2	166187.219
$4p^55s(^3P_2)10s$	2[2]	3/2	164607.703	$4p^55s(^3P_2)15s$	2[2]	3/2	166235.281
$4p^55s(^3P_1)7d$	1[1]	1/2,3/2	164691.734	$4p^55s(^3P_2)14d$	0[0]	1/2	166317.125
$4p^5(^2P_{3/2})4d8s$	2[2]	3/2	164705.297	$4p^55s(^3P_2)16s$	2[2]	3/2	166358.344
$4p^55s(^1P_1)5d$	1[1]	1/2,3/2	164859.531	$4p^55s(^3P_2)15d$	0[0]	1/2	166423.406
$4p^5(^2P_{3/2})5s9s$	1[1]	1/2,3/2	164863.062	$4p^55s(^3P_2)17s$	2[2]	3/2	166450.562
$4p^55s(^3P_2)9d$	0[0]	1/2	165051.359	$4p^55s(^3P_2)16d$	0[0]	1/2	166505.438
$4p^5(^2P_{3/2})5s11s$	2[2]	3/2	165065.813	$4p^55s(^3P_1)9d$	1[1]	1/2,3/2	166529.547
$4p^5(^2P_{1/2})4d^2$	$\frac{1}{2}[\frac{3}{2}]$	1/2	165143.500	$4p^55s(^3P_2)18s$	2[2]	3/2	166529.547
$4p^55s(^3P_2)11s$	2[2]	3/2	165165.859	$4p^55s(^3P_2)17d$	0[0]	1/2	166573.938
$4p^55s(^3P_1)9s$	1[1]	1/2,3/2	165231.891	$4p^55s(^3P_0)6d$	0[2]	3/2	166574.219
$4p^5(^2P_{1/2})4d^2$	$\frac{1}{2}[\frac{3}{2}]$	3/2	165229.187	$4p^55s(^3P_2)19s$	2[2]	3/2	166591.156
$4p^55s(^3P_2)10d$	0[0]	1/2	165473.328	$4p^55s(^3P_2)18d$	0[0]	1/2	166627.219
$4p^5(^2P_{1/2})5s7s$	0[0]	1/2	165553.859	$4p^55s(^3P_2)20s$	2[2]	3/2	166644.437
$4p^55s(^3P_2)12s$	2[2]	3/2	165585.125	$4p^55s(^3P_2)19d$	0[0]	1/2	166672.234
$4p^55s(^3P_2)11d$	0[0]	1/2	165805.859	$4p^55s(^3P_2)21s$	2[2]	3/2	166686.109
$4p^5(^2P_{3/2})5s10s$	1[1]	1/2	165812.719	$4p^5(^2P_{1/2})4d7s$	2[2]	3/2	166706.672
$4p^55s(^3P_1)8d$	1[1]	1/2,3/2	165873.797	$4p^55s(^3P_1)11s$	1[1]	1/2,3/2	166711.406
$4p^55s(^3P_2)13s$	2[2]	3/2	165873.797	$4p^55s(^3P_2)20d$	0[0]	1/2	166711.109
$4p^5(^2P_{3/2})5s10s$	1[1]	3/2	165945.641	$4p^55s(^3P_2)22s$	2[2]	3/2	166725.031
$4p^55s(^3P_2)12d$	0[0]	1/2	166010.094	$4p^55s(^3P_2)21d$	0[0]	1/2	166744.484
$4p^55s(^3P_2)14s$	2[2]	3/2	166081.500	$4p^55s(^3P_2)23s$	2[2]	3/2	166758.391

Table II. Energy Levels of Rb I, Continued

Configuration	Term	J	Levels (cm^{-1})	Configuration	Term	J	Levels (cm^{-1})
$4p^5 5s(^3P_2)22d$	0[0]	1/2	166775.078	$4p^5 5s(^3P_1)23s$	1[1]	1/2,3/2	168282.172
$4p^5 5s(^3P_2)23d$	0[0]	1/2	166800.094	$4p^5 5s(^3P_1)24s$	1[1]	1/2,3/2	168310.500
$4p^5 5s(^3P_2)24d$	0[0]	1/2	166819.578	$4p^5 5s(^3P_1)25s$	1[1]	1/2,3/2	168330.328
$4p^5 5s(^3P_2)25d$	0[0]	1/2	166839.062	$4p^5 5s(^3P_1)26s$	1[1]	1/2,3/2	168353.000
$4p^5 5s(^3P_2)26d$	0[0]	1/2	166852.984	$4p^5 5s(^3P_1)27s$	1[1]	1/2,3/2	168370.016
$4p^5(^2P_{1/2})5s7s$	1[1]	3/2	166877.766	$4p^5(^2P_{3/2})4d8s$	1[1]	1/2	168376.813
$4p^5 4d(^3P_0)5d$	0[2]	3/2	166883.328	$4p^5 5s(^3P_1)28s$	1[1]	1/2,3/2	168387.016
$4p^5(^2P_{1/2})5s7s$	1[1]	1/2	167103.922	$4p^5 4d(^3P_0)7s$	0[0]	1/2	168394.125
$4p^5 5s(^3P_1)12s$	1[1]	1/2,3/2	167131.578	$4p^5 5s(^3P_1)29s$	1[1]	1/2,3/2	168398.359
$4p^5 4d(^3P_1)5d$	1[1]	1/2,3/2	167141.906	$4p^5 5s(^3P_1)30s$	1[1]	1/2,3/2	168412.531
$4p^5(^2P_{1/2})4d7s$	2[2]	3/2	167376.906	$4p^5 5s(^3P_1)31s$	1[1]	1/2,3/2	168421.047
$4p^5 5s(^3P_1)13s$	1[1]	1/2,3/2	167401.281	$4p^5 5s(^3P_0)7d$	0[2]	3/2	168487.734
$4p^5 5s(^3P_0)8s$	0[0]	1/2	167540.109	$4p^5 5s(^1P_1)6d$	1[1]	1/2,3/2	168660.797
$4p^5(^2P_{1/2})5s5d$	2D	3/2	167554.141	$4p^5(^2P_{1/2})4d7s$	2[2]	3/2	168818.828
$4p^5 5s(^3P_1)14s$	1[1]	1/2,3/2	167592.047	$4p^5 4d(^3P_1)7s$	1[1]	1/2,3/2	168974.000
$4p^5 5s(^3P_1)15s$	1[1]	1/2,3/2	167765.828	$4p^5 5s(^1P_1)8s$	1[1]	1/2,3/2	169242.547
$4p^5(^2P_{3/2})4d10s$	2[2]	3/2	167776.781	$4p^5 5s(^3P_0)9s$	0[0]	1/2	169242.547
$4p^5 5s(^3P_1)16s$	1[1]	1/2,3/2	167887.484	$4p^5(^2P_{1/2})4d7s$	1[1]	1/2	169298.984
$4p^5 5s(^3P_1)17s$	1[1]	1/2,3/2	167992.125	$4p^5 5s(^3P_0)8d$	0[2]	3/2	169664.641
$4p^5(^2P_{3/2})4d8s$	1[1]	3/2	168045.766	$4p^5 4d(^3P_2)7s$	2[2]	3/2	169789.375
$4p^5 5s(^3P_1)18s$	1[1]	1/2,3/2	168058.469	$4p^5(^2P_{1/2})5s8s$	0[0]	1/2	169933.062
$4p^5 5s(^3P_1)19s$	1[1]	1/2,3/2	168121.188	$4p^5 5s(^3P_0)10s$	0[0]	1/2	170124.734
$4p^5 5s(^3P_1)20s$	1[1]	1/2,3/2	168173.500	$4p^5 5s(^3P_0)9d$	0[2]	3/2	170410.312
$4p^5 5s(^3P_1)21s$	1[1]	1/2,3/2	168211.984	$4p^5 5s(^1P_1)7d$	1[1]	1/2,3/2	170558.234
$4p^5 5s(^3P_1)22s$	1[1]	1/2,3/2	168251.031	$4p^5(^2P_{3/2})4d9s$	1[1]	1/2	170589.078

Table II. Energy Levels of Rb I, Continued

Configuration	Term	J	Levels (cm^{-1})	Configuration	Term	J	Levels (cm^{-1})
$4p^5 5s(^3P_0)11s$	0[0]	1/2	170683.703	$4p^5 5s(^3P_0)21s$	0[0]	1/2	172128.891
$4p^5 5s(^1P_1)9s$	1[1]	1/2,3/2	170835.328	$4p^5 5s(^3P_0)22s$	0[0]	1/2	172172.156
$4p^5 5s(^3P_0)10d$	0[2]	3/2	170918.250	$4p^5 5s(^3P_0)23s$	0[0]	1/2	172205.359
$4p^5 4d(^3P_0)6d$	0[2]	3/2	170979.625	$4p^5 5s(^3P_0)24s$	0[0]	1/2	172229.688
$4p^5 5s(^3P_0)12s$	0[0]	1/2	171065.906	$4p^5 5s(^3P_0)25s$	0[0]	1/2	172253.422
$4p^5 5s(^3P_0)11d$	0[2]	3/2	171253.406	$4p^5 5s(^3P_0)26s$	0[0]	1/2	172271.234
$4p^5 4d(^3P_1)6d$	1[1]	1/2,3/2	171279.797	$4p^5 5s(^3P_0)27s$	0[0]	1/2	172289.031
$4p^5 5s(^3P_0)13s$	0[0]	1/2	171366.688	$4p^5 5s(^3P_0)28s$	0[0]	1/2	172303.875
$4p^5(^2P_{3/2})4d10s$	1[1]	1/2,3/2	171427.781	$4p^5 5s(^3P_0)29s$	0[0]	1/2	172318.719
$4p^5 5s(^3P_0)12d$	0[2]	3/2	171454.828	$4p^5 5s(^1P_1)9d$	1[1]	1/2,3/2	172325.844
$4p^5 5s(^3P_0)14s$	0[0]	1/2	171566.609	$4p^5 5s(^1P_1)11s$	1[1]	1/2,3/2	172428.656
$4p^5 4d(^3P_0)8s$	0[0]	1/2	171566.609	$4p^5(^2P_{3/2})4d11s$	1[1]	1/2,3/2	172456.312
$4p^5 5s(^3P_0)13d$	0[2]	3/2	171626.688	$4p^5 5s(^1P_1)10d$	1[1]	1/2,3/2	172796.328
$4p^5 5s(^1P_1)8d$	1[1]	1/2,3/2	171641.406	$4p^5 4d(^3P_2)8s$	2[2]	3/2	172812.750
$4p^5 5s(^3P_0)15s$	0[0]	1/2	171708.594	$4p^5(^2P_{3/2})4d12s$	1[1]	1/2,3/2	172868.906
$4p^5 5s(^3P_0)14d$	0[2]	3/2	171764.062	$4p^5 4d(^3P_0)7d$	0[2]	3/2	172966.094
$4p^5 5s(^3P_0)16s$	0[0]	1/2	171823.078	$4p^5(^2P_{3/2})4d13s$	1[1]	1/2,3/2	173058.281
$4p^5 5s(^1P_1)10s$	1[1]	1/2,3/2	171843.141	$4p^5 5s(^1P_1)11d$	1[1]	1/2,3/2	173099.922
$4p^5 5s(^3P_0)15d$	0[2]	3/2	171861.172	$4p^5 5s(^1P_1)13d$	1[1]	1/2,3/2	173180.563
$4p^5 5s(^3P_0)17s$	0[0]	1/2	171895.438	$4p^5(^2P_{3/2})4d14s$	1[1]	1/2,3/2	173262.484
$4p^5 5s(^3P_0)16d$	0[2]	3/2	171947.750	$4p^5 4d(^3P_0)9s$	0[0]	1/2	173276.891
$4p^5 5s(^3P_0)18s$	0[0]	1/2	171983.828	$4p^5 5s(^1P_1)12d$	1[1]	1/2,3/2	173317.734
$4p^5 5s(^3P_0)19s$	0[0]	1/2	172037.688	$4p^5 4d(^3P_1)7d$	1[1]	1/2,3/2	173317.734
$4p^5 4d(^3P_1)8s$	1[1]	1/2,3/2	172062.250	$4p^5 5s(^1P_1)14d$	1[1]	1/2,3/2	173604.172
$4p^5 5s(^3P_0)20s$	0[0]	1/2	172087.125	$4p^5 5s(^1P_1)15d$	1[1]	1/2,3/2	173707.297

Table II. Energy Levels of Rb I, Continued

Configuration	Term	J	Levels (cm^{-1})	Configuration	Term	J	Levels (cm^{-1})
$4p^5 4d(^3P_1)9s$	1[1]	1/2,3/2	173746.547	$4p^5 4d(^3P_0)11s$	0[0]	1/2	174866.125
$4p^5 5s(^1P_1)16d$	1[1]	1/2,3/2	173791.234	$4p^5 4d(^3P_0)10d$	0[2]	3/2	175130.734
$4p^5 5s(^1P_1)17d$	1[1]	1/2,3/2	173852.891	$4p^5 4d(^3P_1)9d$	1[1]	1/2,3/2	175130.734
$4p^5 5s(^1P_1)18d$	1[1]	1/2,3/2	173903.672	$4p^5 4d(^3P_2)10s$	2[2]	3/2	175225.562
$4p^5 5s(^1P_1)19d$	1[1]	1/2,3/2	173947.828	$4p^5 4d(^3P_0)12s$	0[0]	1/2	175267.031
$4p^5 5s(^1P_1)20d$	1[1]	1/2,3/2	173983.844	$4p^5 4d(^3P_1)11s$	1[1]	1/2,3/2	175295.281
$4p^5 5s(^1P_1)21d$	1[1]	1/2,3/2	174017.156	$4p^5 4d(^3P_1)10d$	1[1]	1/2,3/2	175569.203
$4p^5 5s(^1P_1)22d$	1[1]	1/2,3/2	174046.516	$4p^5 4d(^3P_1)12s$	1[1]	1/2,3/2	175697.828
$4p^5 4d(^3P_0)8d$	0[2]	3/2	174039.875	$4p^5 4d(^3P_2)11s$	2[2]	3/2	175795.750
$4p^5 5s(^1P_1)23d$	1[1]	1/2,3/2	174070.766	$4p^5 4d(^3P_1)11d$	1[1]	1/2,3/2	175897.781
$4p^5 5s(^1P_1)24d$	1[1]	1/2,3/2	174090.172	$4p^5 4d(^3P_1)13s$	1[1]	1/2,3/2	175982.906
$4p^5 5s(^1P_1)25d$	1[1]	1/2,3/2	174108.656	$4p^5 4d(^3P_1)12d$	1[1]	1/2,3/2	176123.625
$4p^5 5s(^1P_1)26d$	1[1]	1/2,3/2	174124.422	$4p^5 4d(^3P_1)14s$	1[1]	1/2,3/2	176166.438
$4p^5 5s(^1P_1)27d$	1[1]	1/2,3/2	174138.969	$4p^5 4d(^3P_2)12s$	2[2]	3/2	176200.891
$4p^5 5s(^1P_1)28d$	1[1]	1/2,3/2	174150.203	$4p^5 4d(^3P_1)13d$	1[1]	1/2,3/2	176299.688
$4p^5 5s(^1P_1)29d$	1[1]	1/2,3/2	174162.328	$4p^5 4d(^3P_1)15s$	1[1]	1/2,3/2	176329.219
$4p^5 5s(^1P_1)30d$	1[1]	1/2,3/2	174170.500	$4p^5 4d(^3P_1)14d$	1[1]	1/2,3/2	176428.453
$4p^5 5s(^1P_1)31d$	1[1]	1/2,3/2	174179.609	$4p^5 4d(^3P_1)16s$	1[1]	1/2,3/2	176453.984
$4p^5 5s(^1P_1)32d$	1[1]	1/2,3/2	174188.703	$4p^5 4d(^3P_2)13s$	2[2]	3/2	176503.812
$4p^5 5s(^1P_1)33d$	1[1]	1/2,3/2	174197.812	$4p^5 4d(^3P_1)15d$	1[1]	1/2,3/2	176535.281
$4p^5 4d(^3P_0)10s$	0[0]	1/2	174260.969	$4p^5 4d(^3P_1)17s$	1[1]	1/2,3/2	176552.422
$4p^5 4d(^3P_2)9s$	2[2]	3/2	174358.484	$4p^5 4d(^3P_1)16d$	1[1]	1/2,3/2	176617.594
$4p^5 4d(^3P_1)8d$	1[1]	1/2,3/2	174471.047	$4p^5 4d(^3P_1)18s$	1[1]	1/2,3/2	176664.406
$4p^5 4d(^3P_0)9d$	0[2]	3/2	174689.891	$4p^5 4d(^3P_1)17d$	1[1]	1/2,3/2	176684.375
$4p^5 4d(^3P_1)10s$	1[1]	1/2,3/2	174705.438	$4p^5 4d(^3P_2)14s$	2[2]	3/2	176696.234

Table II. Energy Levels of Rb I, Continued

Configuration	Term	J	Levels (cm^{-1})	Configuration	Term	J	Levels (cm^{-1})
$4p^5 4d(^3P_1)19s$	1[1]	1/2,3/2	176719.672	$4p^5 4d(^3P_2)25s$	2[2]	3/2	177421.359
$4p^5 4d(^3P_1)20s$	1[1]	1/2,3/2	176768.703	$3d^9(5s5p^3P)$	2P	1/2	914662.000
$4p^5 4d(^3P_2)15s$	2[2]	3/2	176795.891	$3d^9(5s5p^1P)$	2P	3/2	921149.625
$4p^5 4d(^3P_1)21s$	1[1]	1/2,3/2	176805.906	$3d^9(5s5p^3P)$	2P	3/2	926354.812
$4p^5 4d(^3P_1)22s$	1[1]	1/2,3/2	176840.922	$3d^9 4d(^3D)5p$	4D	1/2	930492.250
$4p^5 4d(^3P_1)23s$	1[1]	1/2,3/2	176865.922	$3d^9(5s5p^1P)$	2P	1/2	932314.000
$4p^5 4d(^3P_1)24s$	1[1]	1/2,3/2	176906.609	$3d^9 5s(^3D)6p$	2P	3/2	933794.062
$4p^5 4d(^3P_1)25s$	1[1]	1/2,3/2	176925.391	$3d^9(^2D_{5/2})5s[\frac{5}{2}]_{2,3}7p$	0[1]	1/2	939584.688
$4p^5 4d(^3P_1)26s$	1[1]	1/2,3/2	176944.172	$3d^9(^2D_{5/2})5s[\frac{5}{2}]_{2,3}8p$	0[1]	1/2	941974.375
$4p^5 4d(^3P_2)16s$	2[2]	3/2	176985.516	$3d^9(^2D_{5/2})5s[\frac{5}{2}]_{2,3}9p$	0[1]	1/2	943307.187
$4p^5 4d(^3P_2)17s$	2[2]	3/2	177066.688	$3d^9(^2D_{5/2})5s[\frac{5}{2}]_{2,3}10p$	0[1]	1/2	944287.062
$4p^5 4d(^3P_2)18s$	2[2]	3/2	177136.312	$3d^9(^2D_{5/2})5s[\frac{5}{2}]_{2,3}11p$	0[1]	1/2	944911.625
$4p^5 4d(^3P_2)19s$	2[2]	3/2	177221.391	$3d^9 5s(^1D)6p$	2P	3/2	945984.312
$4p^5 4d(^3P_2)20s$	2[2]	3/2	177260.953	$3d^9(^2D_{3/2})5s[\frac{3}{2}]_{1,2}7p$	1[2]	3/2	951565.375
$4p^5 4d(^3P_2)21s$	2[2]	3/2	177298.672	$3d^9(^2D_{3/2})5s[\frac{3}{2}]_{1,2}8p$	1[2]	3/2	953470.688
$4p^5 4d(^3P_2)22s$	2[2]	3/2	177342.703	$3d^9(^2D_{3/2})5s[\frac{3}{2}]_{1,2}9p$	1[2]	3/2	954653.938
$4p^5 4d(^3P_2)23s$	2[2]	3/2	177374.141	$3d^9 4d(^1S)5p$	2P	3/2	964599.250
$4p^5 4d(^3P_2)24s$	2[2]	3/2	177393.328	$3d^9 4d(^1S)5p$	2P	1/2	965530.563